

Neutron-proton korrelációk egzotikus atommagokban

Radioaktív ionnyalábokkal végzett
magszerkezeti vizsgálatok

Akadémiai doktori értekezés

Elekes Zoltán

Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézet

Tartalomjegyzék

Előszó	5
1. Bevezetés, a kutatások háttere	7
2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek	13
2.1. Neutron- és protoneloszlás meghatározása	13
2.2. Radioaktív ionnyalábok előállítása	19
2.3. Szóródott ionok azonosítása	25
2.4. γ -spektroszkópia	29
2.5. Elektronika, adatgyűjtés	32
2.6. Szimuláció keretei és szerepe	33
3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol	37
3.1. A neutronok és a protonok rendhagyó szerepe az alacsony energiájú gerjesztésekben	37
3.1.1. Páros oxigénizotópok	37
3.1.2. A ^{17}B atommag	40
3.1.3. Páros szénizotópok	43
3.1.4. Az átmenetet képező ^{21}N atommag	50
3.1.5. Neutronkilökési reakciók	52
3.1.6. Páratlan szénizotópok	53
3.2. Nukleoneloszlás az inverziószigeten és környékén	55
3.2.1. Páros neonizotópok	56
3.2.2. Nátriumizotópok	60
3.2.3. Magnéziumizotópok	61

TARTALOMJEGYZÉK

4. Eszközfejlesztés	63
4.1. CsI(Tl) rendszer töltött részecskék detektálásához	63
4.2. Gyorsneutron repülési idő spektrométer	69
4.3. Az összetett Clover–BGO rendszer	81
5. Összefoglalás és kitekintés a jövőbe	89
6. Szerepem az eredmények létrejöttében	99
Az értekezésben felhasznált saját cikkek	101
Irodalomjegyzék	105

Előszó

Az értekezés az utóbbi tíz-tizenöt évben végzett kísérleti munka eredménye, mely elsősorban a neutronoknak és a protonoknak az instabil atommagok tartományában fellépő egyedi, különleges kölcsönhatásával foglalkozik. Az 1. fejezetben a dolgozat szempontjából fontos fogalmakat tekintem át, illetve azokat a jelenségeket mutatom be röviden, melyek a vizsgálataink motivációját adták. Kutatásainkat történeti keretbe helyezem és ennek kapcsán ismertetem egykori célkitűzéseinket. Az egzotikus atommagok tulajdonságait felderítő kísérleteink során alkalmazott berendezések és eljárások leírását a 2. fejezet tartalmazza. Itt taglalom azokat a módszereket is, melyeket az adatok analízise során alkalmaztunk, hogy a hasznos fizikai mennyiségeket származtassuk. Ez az alfejezet egy irodalmi áttekintést is ad a múltban történt mérésekről, és azok kimeneteléről. A neutrongazdag atommagok szerkezetének kutatásában elért eredményeket a 3. fejezetben tárgyalom egy kísérleti fizikus szemszögéből, míg a 4. fejezetet pedig annak szentelem, hogy az eredmények eléréséhez szükséges eszközfejlesztéseinket bemutassam. Az 5. fejezet egy összefoglalást tartalmaz, ami az értekezés rövid kivonatát adja. A 6. fejezetben ismertetem, hogy milyen szerepet töltöttem be a kísérletek, a kiértékelés és az eredmények értelmezése során.

Vizsgálatainkat, a kutatási terület jellegéből adódóan, nemzetközi kollaborációkban végeztük. A zökkenőmentes együttműködés biztosításáért a legfőbb köszönet a külföldi kapcsolattartóinkat, Tohru Motobayashit és Daniel Bemmerert illeti, de nem feledkezhetünk meg a kísérletek lebonyolításában közreműködő számos egyetemi és PhD hallgatóról illetve posztdoktori ösztöndíjasról sem. Az adatok analízise során az MTA Atomki mindig biztos háttérrel nyújtott, melyért köszönetet mondok az intézet igazgatóinak. Fülöp Zsoltnak köszönöm, hogy elindított a radioaktív ionnyalábokkal végzett atommagfizika útján, Kunné Sohler Dorottyának pedig a sok segítséget a kísérleti munka során. Az

Előszó

eszközök fejlesztését egyedül nem sikerült volna véghezvinnem, ezért köszönetet mondok Kalinka Gábornak, néhai Molnár Gábornak, Belgya Tamásnak, az Elektronikai és a Kísérleti Magfizikai Osztályok tagjainak, akik ebben fontos segítséget nyújtottak. A legnagyobb támogatást munkám során közvetlen kollégámtól, Dombrádi Zsolttól kaptam, aki a kezdetektől fogva fáradhatatlan kitartással vitatta meg velem az eredményeket, amiért nagyon hálás vagyok neki.

1. fejezet

Bevezetés, a kutatások háttere

Az atommagok mérete és sűrűsége igen fontos statikus tulajdonságok, melyek alapvetően meghatározzák a magpotenciált és az egyrészecske állapotokat. Már a korai szórási kísérletek segítségével megtanultuk (lásd például [1]), hogy a könnyű és közepesen nehéz ($A < 100$) atommagok többsége csak kissé deformált, alakja közel gömbszimmetrikus és nukleonsűrűsége nagyon hasonló, ezért a magsugár (R) a tömegszám (A) köbgyökével egyenesen arányos:

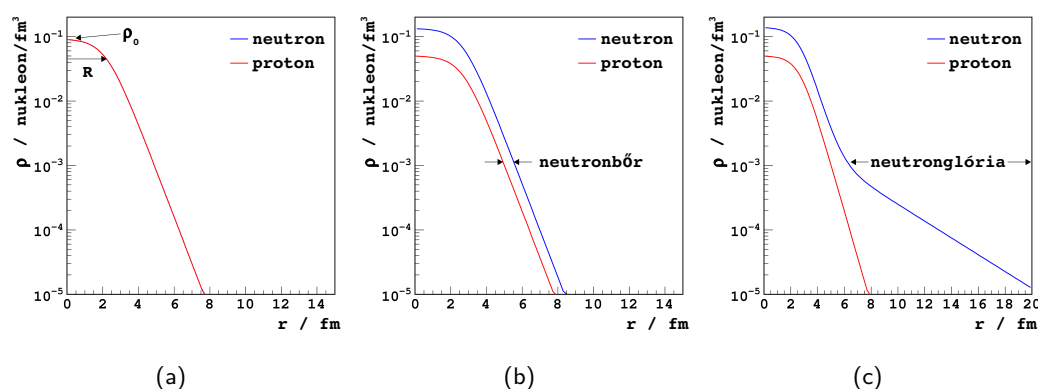
$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}}, \quad (1.1)$$

ahol r_0 paraméter értéke körülbelül 1,25 fm. Ezek a mérések azt is megmutatták, hogy az atommagok széle diffúz, azaz a nukleonsűrűség (ρ) a magsugár növekedésével csökken, amit meglehetősen jól le lehet írni az úgynevezett Woods-Saxon alakban:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R)/a}}, \quad (1.2)$$

ahol ρ_0 a nukleonsűrűség az atommag belsejében ($\approx 0,18 \frac{1}{\text{fm}^3}$), a pedig a görbe lecsengésére, azaz a diffúzitásra jellemző paraméter, melynek értéke nagyjából 0,6 fm. A stabilitási völgyben lévő vagy ahhoz közeli atommagokban a nukleonok közöttük fellépő erős, vonzó, nukleáris kölcsönhatás miatt a protonjaik és neutronjaik sűrűségeloszlása nagyjából megegyezik, ahogy azt az illusztrációként szolgáló 1.1.(a) ábrán is láthatjuk egy azonos neutron- (N) és protonszámmal (Z) rendelkező atommag esetén. A tömegszám növekedésével egyre több neutronra van szükség a protonok közötti Coulomb-taszítás felhígításához és stabil atommagok kialakításához.

1. Bevezetés, a kutatások háttere



1.1. ábra. Nukleonsűrűség a magsugár függvényében: (a) $N=Z$ atommag, (b) neutronbőrös atommag, (c) neutronglóriás atommag

Ezek a többletneutronok beépülhetnek egyenletesen elszórva, de az is elképzelhető, hogy egy, kizárólag neutronokat tartalmazó réteget alakítanak ki egyes atommagok felületén (1.1.(b) ábra). Valóban, ezt kísérletileg is sikerült igazolni; a jelentős neutron-többséggel rendelkező, de stabil ^{48}Ca ($\frac{N}{Z}=1,4$) és ^{208}Pb ($\frac{N}{Z}\approx 1,54$) atommagok külsején neutronbőr található, azonban jelenlegi tudásunk szerint ez igen vékony, mindössze körülbelül 0,2 fm vastagságú. Amint azt az 1.1.(b) ábra jól szemlélteti, a neutron- és proton-sűrűség lefutása hasonló, a neutronbőr a sugarak különbségéből adódik. A neutronbőr meghatározása rendkívül nehéz, mert a neutroneloszlást letapogató részecske általában a nukleáris kölcsönhatás révén lép kapcsolatba a neutronbőrrel rendelkező atommaggal. Így a kísérletek értelmezése is bizonyos fokig modellfüggő [2, 3], ezért a mérések ma is nagy intenzitással folynak [4, 5]; a vastag neutronbőrrel rendelkező, stabil atommagok utáni hajsza folytatódik.

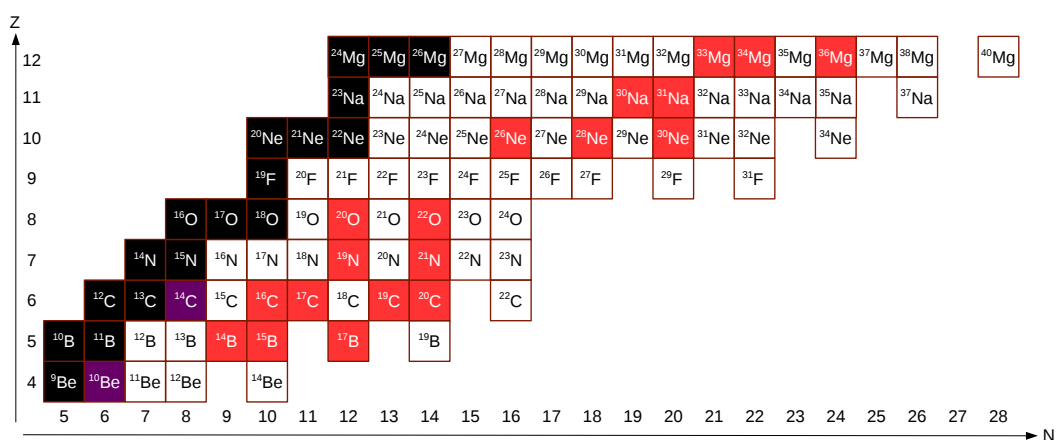
A neutronok protonokhoz viszonyított arányát csak úgy tudjuk növelni ha eltávolodunk a stabilitási sávától. Amikor a neutronelhullatási vonal közelébe érünk ($\frac{N}{Z}\approx 3$), amin túl már az atommagok alapállapota sem kötött, akkor egy igen furcsa effektust tapasztalhatunk. Nemcsak neutronbőr alakulhat ki, hanem egy-két, nagyon lazán kötött valencianeutron lecsatolódik az atommagtörzsről (a visszamaradó nukleonok által alkotott atommag), attól távol tölti idejének jelentős részét. Így az atommagtörzset egy híg neutronanyag, a neutronglória lengi körül, ahogyan ez az 1.1.(c) ábrán látható. Kifejlett neutronglóriáról általában akkor beszélünk, amikor a valencianeutron(ok)nak a potenciál hatótávolságán kívüli megtalálási valószínűsége 50%-nál nagyobb. A neutron-

glória kiterjedése extrém nagy lehet, az elsőként felfedezett ^{11}Li -é például összemérhető az ^{208}Pb atommag sugarával [6].

Kutatásaink kezdetén, a kétezres évek elején még meglehetősen kevés volt azon atommagok száma, melyekben a neutronok és protonok eloszlásának jelentős aszimmetriáját sikerült egyértelműen kimutatni. Különböző céltárgyakon történő átbocsátási (transzmissziós) kísérletekben, az említett ^{11}Li -en kívül a ^6He -ban, a ^8He -ban [7] és a neutrongazdag nátriumizotópokban [2] sikerült a jelenséget igazolni. Hasonló mérések utaltak arra, hogy számos másik atommag, például a ^{17}B , a ^{19}C , a ^{23}N és az ^{23}O is vastag neutronbőrrel illetve neutronglóriával rendelkezhet [8, 9].

A statikus tulajdonságokon túl az atommagok dinamikus jellemzőinek méréséből is lehet a neutronok és protonok eltérő eloszlására következtetni. Valóban, a ^{11}Be első gerjesztett állapotának és alapállapotának egyszerű héjmodellből következő spin/paritás értékeinek felcserélődését és a közöttük történő átmenet különösen erős voltát csak úgy lehetett megmagyarázni, ha azt feltételezték, hogy a valencieneutron hullámfüggvénye igen kiterjedt [10]. Már ez a kísérlet is a 80-as évek másik nagy felfedezésének – az instabil atommagok között jelentkező anomális héjeffektusok megjelenésének – irányába és ezen jelenségek lehetséges összefüggése felé mutatott, hisz a nagy neutrontöbblet az átlagtér megváltozását okozhatja, aminek egyenes következménye lehet a héjzáródások átrendeződése. Mégis a kétezres évekig kellett várni, hogy a ^{12}Be alapállapotában feltárják, hogy az $s_{1/2}$ egyrészecske állapot be van töltve, amiből az $N=8$ mágikus szám eltűnésére következtettek [11]. Az $N=20$ -as mágikus szám körüli problémákra hamarabb fény derült. Már a hetvenes években kimutatták, hogy a neutrongazdag $^{31,32}\text{Na}$ atommagok erősebben kötöttek, mint az várható volt a héjmodell alapján [12]. Majd a ^{32}Mg igen alacsony energián megtalált első gerjesztett állapota [13] újabb jelzést adott arra vonatkozóan, hogy az $N=20$ -as héjeffektusok nem a vártak megfelelően alakulnak. Természetesen ezek az anomáliák rögtön kiváltották az elméleti szakemberek érdeklődését. Hamarosan két megközelítés alakult ki. A kísérleti adatokat egyrészt egy úgynevezett "inverziósziget" segítségével sikerült értelmezni, melyet a $Z=10-12$, $N=20-22$ tartományban elhelyezkedőnek jósoltak, ahol a deformált 2-részecske-2-lyuk állapot $((sd)^{-2}(fp)^{+2})$ a gömbi, normál konfiguráció alá süllyed [14], ami ugyan kicsit csökkenti a héjközt, de megőrzi a 20-as szám mágikusságát. Azonban mind a 8-as, mind pedig a 20-as neutronsám környékén fellépő különleges jelenségek úgy is értelmezhetők voltak,

1. Bevezetés, a kutatások háttere



1.2. ábra. Az atommagtérkép egy részlete, ahol piros szín mutatja az értekezésben vizsgált atommagokat

hogy az egyrészecske állapotok eltolódnak, ami a héjzáródás megszűnésével jár. Ezzel a megközelítéssel az ezredfordulón Monte Carlo diagonalizációs technika alkalmazásával sikerült megmagyarázni a kísérleti adatokat [15]. Sőt rámutattak arra is, hogy az inverziósziget határai valószínűleg nem ott vannak és nem olyan élesek, mint azt Warburton és kollégái eredetileg [14] gondolták. Ezen túl a számolások azt is jelezték, hogy máshol ($N=6, 14, 16, 34, \dots$) viszont várható héjzáródások a neutrongazdag atommagok tartományában [16]. Erre utaló kísérleti jel volt az ^{22}O atommag igen nagy energián megtalált első gerjesztett állapota és az alapállapotba történő átmenet gyengesége [17]. Természetesen az inverziószigeten mért jelentős deformációval kapcsolatban hamar felmerült, hogy annak kialakítása során vajon megjelenik-e a neutronok és a protonok eloszlásának aszimmetriája [18, 19]. Egy kísérletet végre is hajtottak ezzel kapcsolatban, melyben azonban a $^{30,32}\text{Mg}$ atommagok neutron- és protoneloszlása megegyezőnek mutatkozott [20]. Felvetődött annak a lehetősége is, hogy a héjzáródások megváltozása mögött a lazán csatolt neutronokat kell keresni, azaz a neutronglória kialakulása és a héjefektusok változása együtt kezelendő és értelmezhető [21]. Már ebben a munkában felmerült, hogy a 20-as mágikus neutronszám helyett a 16-os lesz az új héjzáródási pont a neutrongazdag atommagok között.

A vázolt meglehetősen bizonytalan, kissé zavaros és bonyolult kísérleti és elméleti hátér ismeretében csoportunk azt a célt tűzte maga elé, hogy szisztematikus kísérleti adatok

szolgáltatása révén közelebb kerülünk a bemutatott jelenségek megértéséhez. Tisztázni kívántuk, hogy vajon tényleg csökkennek-e a héjközök; az eltűnő konvencionális mágikus számok helyett hol jelennek meg újak, és ezeknek mi köze a neutronok és protonok rendhagyó eloszlásához; hol vannak az inverziósziget határai és a benne lévő atommagoknak vajon eltérő-e a neutron- és protoneloszlása. Két irányba indultunk el: (a) az egzotikus atommagok alacsonyan fekvő gerjesztett állapotainak feltérképezése, illetve (b) a neutron/proton aszimmetria feltárása felé. Az első irányban tett erőfeszítéseinket Dombrádi Zsolt kollégám dolgozta fel kitűnően akadémiai doktori értekezésében [22]. Ebben bemutatta például az egyik legfontosabb eredményünket: sikerült közvetlenül, kísérleti módszerekkel megmérnünk a 20-as és a 16-os héjközt az ^{23}O atommagban [23], amivel bebizonyítottuk, hogy a 20-as héjzáródás eltűnik, de megjelenik helyette a 16-os. Jelen értekezés pedig a második irányba tett lépéseinket foglalja össze. Az 1.2. ábra az atommagtérkép egy szeletét mutatja, ahol feketével a stabil, lilával a hosszú felezési idejű atommagokat jelöltem, pirossal pedig azokat, amelyeket kísérletileg vizsgáltunk és a dolgozatban tárgyalok. Látható, hogy két nagy csoportra bonthatók ezek az atommagok, egy részük a 14-es héjzáródás környéki, míg a másik pedig az inverziósziget közelében lévő atommagokat foglalja magába.

Ezek a kísérletek rendkívül műszerigényesek, mert az alkalmazott radioaktív ionnyalábok intenzitása és a jel/zaj viszony igen kicsi. Ezért a felvetett kérdéseket gyakran csak úgy lehet megválaszolni, ha komoly detektorfejlesztéseket hajtunk végre, amit a területen dolgozó kutatók természetes feladatuknak tekintenek. Ebből a munkából csoportunk (különösen én magam) is kivette a részét, azaz a jelentkező, új igényeknek megfelelő detektáló készülékek fejlesztésébe és alapvető paramétereik meghatározásába is belefogtunk, ahogy azt az alábbi listában felsoroltam.

- (a) Az inverz kinematikával végrehajtott $X(x, y)Y$ részecskeátadási reakciónál (X : nehéz ionokból álló nyaláb, x : céltárgy, Y : nehézion, y : könnyű részecske) a visszalökődő könnyű töltött részecskék (y) megfigyelésével jelentősen tisztítható a gerjesztett energia spektrum, amihez egy jól szegmentált, kitűnő energiafeloldású és nagy hatásfokú detektorrendszerre volt szükség.
- (b) Egzotikus atommagok gerjesztése során sokszor kell egy vagy több neutront detektálni, amihez egy nagy hatásfokú, rendkívül jó időfeloldású detektorrendszert

1. Bevezetés, a kutatások háttere

kellett megtervezni és megalkotni, mely képes a többneutronos események azonosítására is.

- (c) Az egyik legalapvetőbb technika a neutrongazdag atommagok gerjesztésekor keletkező γ -sugárzás detektálása. Mivel a sugárzást nagy sebességgel mozgó atommagok bocsátják ki, a Doppler-korrekciónak jelentős, ezért gyakran használnak összetett detektorokat, mint például az úgynevezett Clover detektor. Az eszköz válasza nagy energiájú γ -sugárzásra nem volt ismert, melyet meg kellett határozni.

Ez az eszközfejlesztés nemcsak a kutatásaink idején már rendelkezésre álló radioaktív ionnyalábos infrastruktúra (mellyel a fenti kérdéseket megválaszolni kívántuk) szempontjából volt fontos, hanem azért is, mert vizsgálataink alatt elkezdődött az újgenerációs gyorsítókomplexumok tervezése (Németország, Franciaország, Egyesült Államok) és építése (Japán), ami újabb kihívások elé állította a kutatói közösségünket.

2. fejezet

Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

Az egzotikus atommagokat érintő méréseinket és azok eredményeit részleteiben majd később tárgyalom (3. fejezet), de az alkalmazott eljárásokat általánosságban alább mutatom be egységes keretben, továbbá a konkrét kísérleteinket is már itt összekötöm a vázolt módszerekkel egy koherens összkép kialakítása érdekében.

Az eszközfejlesztésekkel kapcsolatos tesztekéről, berendezésekről és eredményekről együtt adok majd áttekintést a 4. fejezetben.

2.1. Neutron- és protoneloszlás meghatározása

A neutronok és protonok esetleges anomális eloszlását úgy kívántuk kimutatni, hogy a vizsgált, egzotikus atommagok alacsonyan fekvő, kötött gerjesztett állapotainak dinamikai tulajdonságait térképeztük fel. Érdemes megjegyezni, hogy atommagonként csak néhány (esetenként csupán egy) ilyen állapotról beszélhetünk a kis nukleonleválasztási energiák miatt.

Bernstein levezetését követve [24], a kezdő- (i) és végállapot (f) közötti átmenetek neutronokra és protonokra vonatkozó mátrixelemeit (M_n, M_p) a következőképpen írhatjuk fel:

$$M_{n(p)} = \int_0^\infty \rho_{fi}^{n(p)}(r) r^{\lambda+2} dr, \quad (2.1)$$

ahol $\rho_{fi}^{n(p)}(r)$ átmeneti sűrűségek neutronra és protonra, λ pedig az átmenet rendje. A

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

redukált elektromágneses átmeneti erősség ($B(E\lambda)$) és M_p között a következő összefüggés áll fenn:

$$B(E\lambda; J_i \rightarrow J_f) = e^2 \frac{M_p^2}{2J_i + 1}, \quad (2.2)$$

ahol J_i és J_f a kezdő- és végállapot spinje, e pedig az elemi töltés. Amennyiben az atommagot a kollektív modell alapján egy homogén maganyagként fogjuk fel, ahol a neutron- és protoneloszlás korrelált, akkor azt várjuk, hogy a neutronok és protonok azonos súllyal vesznek részt a gerjesztés kialakításában, azaz $\frac{M_n}{M_p} = \frac{N}{Z}$. Azonban egy zárt, érintetlen törzset feltételező, mikroszkopikus héjmodell leírásból az következne, hogy ezzel a zárt héjjal rendelkező nukleonfajta esetén az átmeneti mátrixelem nulla, azaz $\frac{M_n}{M_p}$ szintén vagy nulla, vagy pedig végtelen. Természetesen a mag törzse sosem érintetlen, a valencianukleonok polarizálják azt, így a mátrixelemek arányát a kollektív modell $\frac{N}{Z}$ irányába húzzák. Az M_n és M_p mátrixelemeket fel lehet írni a valenciátér M'_n és M'_p mátrixelemeinek és a törzspolarizáció (a maradék tér) járulékának segítségével [25, 26]:

$$M_n = M'_n(1 + \delta^{nn}) + M'_p\delta^{np} \quad (2.3)$$

$$M_p = M'_n\delta^{pn} + M'_p(1 + \delta^{pp}), \quad (2.4)$$

ahol δ^{xy} törzspolarizációs paraméter, amely a törzset alkotó x nukleonfajta y valencianukleon általi polarizációját jellemzi. A hagyományos, neutronra és protonra vonatkozó elektromágneses, effektív töltések (e_n, e_p) és a polarizációs paraméterek között egyszerű összefüggés áll fenn: $e_n = \delta^{pn}$, $e_p = 1 + \delta^{pp}$. Kísérleteink egy részében olyan neutrongazdag atommagokról esik szó, melyek zárt protonhéjjal rendelkeznek. Ebben az esetben a mátrixelemek aránya igen leegyszerűsödik:

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{1 + \delta^{nn}}{\delta^{pn}}, \quad (2.5)$$

és csak a polarizációs paraméterektől függ. Ennek az az eredménye, hogy még egyszerűen zárt héjú atommagoknál is kevésbé tér el a mátrixelemek aránya $\frac{N}{Z}$ -től. Valóban, a héjefektusok miatti eltérés maximálisan 50%-os eltérést mutatott a stabilitási völgy környékén található atommagok széles tartományán 2^+ és 3^- állapotokra [27, 28]. Két kivételt találtak, a ^{48}Ca és az ^{18}O atommagokat, melyekre $(\frac{M_n}{M_p})/(\frac{N}{Z}) \approx 1,8-1,9$ értéket mértek [27], bár az ezredfordulón az ^{18}O -ra jóval kisebb értéket határoztak meg egy

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

pontosabb kísérletben [29]. A ^{48}Ca esetét úgy lehetett magyarázni, hogy az első gerjesztett állapot és az alapállapot közötti átmenetben a neutronok domináns szerepet játszanak [30].

Érdekes kérdés, hogy mi történik, ha eltávolodunk a stabilitási sávától, ahol a neutronok protonokhoz viszonyított aránya akár 2-3 is lehet. Elképzelhető, hogy például neutronglória esetén, amikor a valencianeutronok lecsatolódnak törzsről, a polarizáció minimális, ezért az $\frac{M_n}{M_p}$ arány extrém nagy lehet. Kutatásaink kezdete előtt pár évvel néhány, ebbe az irányba mutató kísérletet el is végeztek. Neutrongazdag kénizotópok vizsgálata során eltérést találtak az $\frac{N}{Z}$ értéktől a ^{38}S [31] és a ^{40}S [32] atommagok esetén, és felvetették, hogy a neutronbőr és a megnövekedett $\frac{M_n}{M_p}$ arány között összefüggés lehet. Az egyetlen, a kollektív modellétől igazán eltérő mátrixelem arányt ($\approx 2,9$) az ^{20}O atommagban sikerült kimutatni [29], ahol szintén felmerült a valencianeutronok és a törzset alkotó protonok közötti kölcsönhatás gyengülése. Még egy lépést téve az oxigénizotópok között az instabilitás felé, az ^{22}O atommagban ugyan nem tudták meghatározni a mátrixelemek arányát, de a kísérlet megmutatta az M_n és M_p mennyiségek mérésének jelentőségét; azt, hogy nemcsak arányuk, hanem abszolút értékük is fontos, mert abból a héjzáródásokra is következtethetünk, ahogy jelen esetben a 14-es neutronszámmra tették [17].

Láthatjuk, hogy a mátrixelemek meghatározása sokoldalú következtetések levonását biztosíthatja, és már a kezdeti lépések is jelentős eredményekre vezettek az instabil atommagok tartományában. Ezen az úton haladtunk mi is tovább, azonban előbb vázolom, hogy hogyan tudtuk az M_n és M_p mennyiségeket kísérletileg meghatározni illetve származtatni.

M_p az egyik legalapvetőbb mennyiség az atommagfizikában, ezért meghatározására az idők folyamán sok módszert dolgoztak ki, melyek közül a legfontosabbak közé tartoznak a jól ismert élettartam mérések [33]: (a) az adott állapot keletkezése és bomlása között eltelt idő meghatározásán alapuló, késleltetett koincidenca technika, (b) magreakcióban meglökött vagy (c) anyagban fékeződő atommag γ -sugárzásának Doppler-eltolódását elemző módszerek (rendre RDM és DSAMⁱ). A γ -val történő bomlásból meghatározott élettartam (τ_γ) és a redukált elektromágneses átmeneti erősség között

ⁱRDM=recoil distance method és DSAM=Doppler shift attenuation method

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

közismert az összefüggés, például $E2$ jelleg esetén:

$$\tau_\gamma = \left[\frac{40,81 \times 10^{13}}{E_\gamma^5 B(E2, 0 \rightarrow 2)} \right] e^2 b^2, \quad (2.6)$$

ahol E_γ a γ sugárzás energiája keV-ben kifejezve. $B(E2, 0 \rightarrow 2)$ -t $e^2 b^2$ egységekben megadva τ_γ -t ps-ban kapjuk meg.

Élettartam mérést végeztünk egy olyan esetben, amikor egy kevésbé ismert, a meglőkötött atommag árnyékolásán alapulóⁱⁱ [34] technika kicsit átalakított változatát alkalmaztuk [EZ-04]. Ez a módszer azon alapul, hogy a gerjesztett atommag által kibocsátott γ -sugárzást egy detektorrendszer elemei felé különbözőképpen árnyékoljuk. Hosszabb élettartamok (μ s tartomány) esetén sokkal egyszerűbb a helyzet, pusztán a megállított atommag által kibocsátott fotonok intenzitásának időbeli változását kell rögzíteni. Ezt a technikát alkalmaztuk egy esetben izomer állapotok keresése során [EZ-07].

A teljesség kedvéért érdemes megjegyezni, hogy további számos olyan módszer létezik, melyeket mi nem használtunk ugyan, mivel instabil atommagok esetén alkalmazhatóságuk rendkívül limitált, de a kutatók rendelkezésére állnak M_p meghatározásához: az elektronszórás [35], a hiperfinomszerkezeti felhasadás mérése Mössbauer módszerrel [36] és müonikus atomok [37] felhasználásával, az atommag fluoreszcens rezonanciájaⁱⁱⁱ [38], illetve a kis energiájú Coulomb-gerjesztés [39].

M_n meghatározása már jóval körülményesebb. Az egyik módszer az izospin szimmetrián alapul, azaz azon a feltételezésen, hogy a mérendő atommag neutronokra vonatkozó mátrixeleme tükörmagjának protonokra vonatkozó mátrixelemével egyenlő [40]:

$$M_n(N, Z) = M_p(Z, N). \quad (2.7)$$

Több atommagban az összefüggés helyességét igazolták is [41, 42, 43], azonban például a 38-as tömegszámnál felmerült a szimmetria felbomlása [44]. Ezt az eljárást alkalmaztuk, amikor az ^{20}O neutronokra vonatkozó átmeneti mátrixelemét határoztuk meg ^{20}Mg -ban történt $B(E2)$ mérés segítségével [EZ-15].

Széles körben és általunk is leggyakrabban használt technika a hadronokon történő rugalmatlan szóráson alapul. Ilyenkor azt használjuk ki, hogy 10-50 MeV/nukleon

ⁱⁱRSM=recoil shadow method

ⁱⁱⁱNRF=nuclear resonance fluorescence

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

energián, amelyen méréseinket végeztük, nemcsak az elektromágneses, hanem a nukleáris kölcsönhatás is aktív. A céltárgyként alkalmazott, az adott atommagot szondázó, különböző hadronoknak pedig eltérő az érzékenysége protonokra és neutronokra:

$$b_n^F \neq b_p^F, b_n^F + b_p^F = 1, \quad (2.8)$$

ahol b_n^F és b_p^F az érzékenységi paraméterek, és n, p, F indexek rendre a neutronokra, a protonokra és a szondára utalnak. Így két céltárgy alkalmazásával egyidejűleg származtatható M_n és M_p . Az érzékenységi paraméterek alacsony energiájú neutron- és protonszórás esetén [27]:

$$\frac{b_n^n}{b_p^n} \approx \frac{1}{3}, \frac{b_n^p}{b_p^p} \approx 3, \quad (2.9)$$

melyek segítségével tetszőleges, $\frac{N}{A}$ és $\frac{Z}{A}$ arányokkal rendelkező szonda b_n^F, b_p^F paraméterei meghatározhatók:

$$b_n^F = b_p^n \frac{Z}{A} + b_n^n \frac{N}{A}, \quad (2.10)$$

$$b_p^F = b_p^p \frac{Z}{A} + b_n^p \frac{N}{A}. \quad (2.11)$$

A rugalmatlan szórási adatok kiértékelésére a legelterjedtebb módszer a deformált, optikai potenciál modelljén alapul [45]. Mi is ezt használtuk, ahol a magreakcióban résztvevő atommagok közötti bonyolult kölcsönhatást egy olyan potenciálon keresztül írjuk le, melynek alakja statikusan deformált vagy a gömbalak körül felületi rezgéseket végez. A $G_\lambda(r)$ átmeneti potenciál, $\lambda \geq 2$ impulzusmomentummal rendelkező állapotba történő gerjesztés esetén, a nukleáris ($G_\lambda^N(r)$) és Coulomb ($G_\lambda^C(r)$) járulékokból áll [46]:

$$G_\lambda(r) = G_\lambda^N(r) + G_\lambda^C(r), \quad (2.12)$$

melyek elsőrendben

$$G_\lambda^N(r) = \delta_\lambda^N \frac{dU(r)}{dr}, \quad (2.13)$$

$$G_\lambda^C(r) = e M_p V_c(r), \quad (2.14)$$

$$V_C(r) = \frac{4\pi Z e^2}{2\lambda + 1} \begin{cases} \frac{1}{r^{\lambda+1}}, & r \geq R_C \\ \frac{r^\lambda}{R_C^{2\lambda+1}}, & r < R_C. \end{cases} \quad (2.15)$$

A 2.13 képletben szereplő δ_λ^N -t nukleáris deformációs hosszának nevezzük, és általában azzal a feltételezéssel élünk, hogy ez a potenciálra jellemző paraméter az atommagot

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

alkotó összes nukleon sűrűségeloszlásának deformációs paraméterével egyezik meg, azaz

$$\delta_\lambda^N(U) = \delta_\lambda(\rho). \quad (2.16)$$

Ez természetesen nem tökéletesen igaz, hisz a kölcsönhatás sűrűségfüggő, és az atommagunk sem pontszerű, de az ebből származó bizonytalanság elhanyagolható az egzotikus atommagok tartományában jelentkező más kísérleti problémákhoz képest. $U(r)$ optikai potenciált szinte minden kiértékelés során fenomenologikus formában, Woods-Saxon alak felhasználásával adtuk meg:

$$U(r) = -Vf(x_V) - iWf(x_W) + 4iW_D \frac{df(x_D)}{dx_D} + \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 (V_{so} + iW_{so}) \frac{1}{ra_{so}} \frac{df(x_{so})}{dx_{so}} \mathbf{L} \cdot \mathbf{s}, \quad (2.17)$$

ahol az első tag a valós térfogati járulék, a második és a harmadik tag az abszorpcióért felelős térfogati és felületi járulékok, az utolsó tag pedig a spin-pálya csatolást írja le. Továbbá $\frac{\hbar}{m_\pi c} = 2,00 \text{ fm}^2$, illetve

$$f(x_i) = \frac{1}{1 + e^{(r-R_i)/a_i}}, \quad (2.18)$$

és $V, W, W_D, V_{so}, W_{so}, R_i, a_i$ olyan paraméterek, melyeket általában a magreakció rugalmas szórási adataihoz illesztve kapunk. A potenciált úgy is szokás származtatni, hogy a kölcsönhatást a sűrűségeloszlással átlagolják [47]. Kísérleteink analizálása során egy esetben [EZ-16] a fenomenologikus megközelítést összehasonlítottuk egy ilyen mikroszkopikus, csatolt csatornás számolással is [48], és jó egyezést értünk el, melynek részleteit majd a 3. fejezetben ismertetem.

A 2.14 kifejezés alapján az átmeneti potenciál és M_p , következésképpen a töltéseloszlás (protoneloszlás) deformációs paramétere ($\delta_\lambda^C = \delta_\lambda^p$), között egyértelmű a kapcsolat:

$$\frac{M_p^2}{2J_i + 1} = \left(\frac{3}{4\pi} Z \delta_\lambda^C R_C^{\lambda-1} \right)^2. \quad (2.19)$$

M_n és $\delta_\lambda^N, \delta_\lambda^C$ deformációs paraméterek között a kapcsolatot pedig, Bernstein leírását felhasználva, a következő összefüggés teremti meg [24]:

$$\frac{\delta_\lambda^N(F)}{\delta_\lambda^C} \approx \frac{1 + (b_n^F/b_p^F)(M_n/M_p)}{1 + (b_n^F/b_p^F)(N/Z)}. \quad (2.20)$$

Az egyik gyakorlati eljárás tehát az, hogy két céltárgyat felhasználva megmérjük a rugalmatlan szórás hatáskeresztmetszetét, majd csatolt csatornás számítógépes progra-

mok [49, 50] segítségével addig változtatjuk a Coulomb és nukleáris deformációs paramétereket, amíg a számolt hatáskeresztmetszetek meg nem egyeznek a kísérleti értékekkel. Egy céltárgy felhasználásával egyidejűleg is meghatározható a két deformációs paraméter hisz a hatáskeresztmetszet szögeloszlásában a Coulomb és a nukleáris kölcsönhatás interferenciája jelentkezik, és a paraméterek párhuzamos változtatásával illeszthető a görbe alakja^{iv}. Méréseink során az első eljárást használtuk a legtöbb esetben [EZ-06, EZ-10, EZ-11, EZ-12, EZ-14, EZ-16, EZ-17, EZ-21], míg kétszer a szögeloszlás felvételéhez is volt elegendő statisztika [EZ-03, EZ-13]. Egy kísérlet során pedig csak a δ_{λ}^N paramétert tudtuk meghatározni [EZ-05].

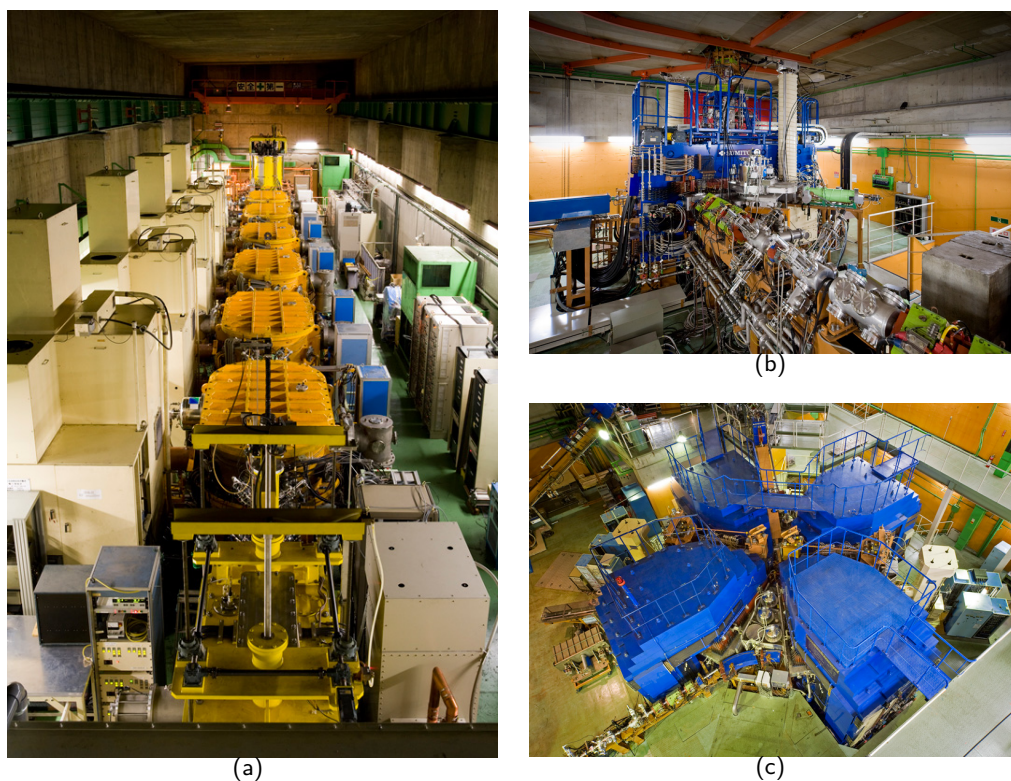
2.2. Radioaktív ionnyalábok előállítása

A vizsgálataink alá vont atommagok felezési ideje igen rövid volt, 4 millimásodperctől (^{36}Mg) 2,2 másodpercig (^{22}O) terjedt, ezért céltárgyként nem használhattuk őket; csak úgy tudtuk tanulmányozni tulajdonságaikat, ha belőlük radioaktív ionnyalábot állítottunk elő.

Radioaktív ionnyalábot kétféleképpen hozhatunk létre: (1) az ún. közvetlen izotópszeparációval (Isotope Separation On-Line, ISOL) vagy (2) röptében történő izotópszeparációval (In-Flight, IF) technikával, amelyek kitűnően kiegészítik egymást. Történetileg először az ISOL módszer alakult ki. Ennek lényege az, hogy első lépésben elektronokkal, neutronokkal, könnyű- (jellemzően hidrogén-) vagy nehézionokkal bombázunk egy céltárgyat, amelyben radioaktív atommagokat hozunk létre. Ezek vagy nagyon lelassulnak a céltárgyban magában, vagy pedig valamilyen más, a céltárgy után elhelyezett anyagban (gyűjtőközeg) lassítjuk le őket. A gyűjtőközeget a radioaktív anyag egy része igen kicsi energiával képes elhagyni, amit egy ionforrásba vezetünk, ahol az atomokról általában egy elektront lefosztunk, azaz ionizáljuk azokat. Az így keletkező már töltött részecskéket elég jól szét tudjuk választani egy mágneses szeparátor segítségével. A megtisztított, vizsgálandó radioaktív ionokat pedig már vagy közvetlenül be lehet vezetni egy utólagos gyorsítóberendezésbe, ahol a többi elektrontól is megszabadítjuk őket, vagy pedig a gyorsítás előtt egy töltésállapot-sokszorozóban hajtjuk végre a teljes lefosztást. Sajnos

^{iv}Az interferenciát Krasznahorkay Attila kollégám javaslatára használtuk először radioaktív ionnyaláboknál az egyik mérés során [EZ-03], melynek kísérleti leírását akadémiai doktori értekezésében ismertette [51], így erre nem térek ki részletesen.

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek



2.1. ábra. A Nishina centrum gyorsítói: lineáris RILAC (a), AVF ciklotron (b) és RRC ciklotron (c) (forrás: RIKEN)

meglehetősen hosszú idő szükséges ahhoz, hogy a radioaktív atommagok létrehozásától eljussunk addig, hogy a radioaktív ionnyaláb az adott kísérlet rendelkezésére álljon. Ez azt jelenti, hogy ez a módszer jellemzően csak olyan instabil atommagoknál használható, amelyek élettartama a másodperc századrészénél (10 ms) hosszabb.

Ennek a problémának a kiküszöbölésére az IF technikát használhatjuk, amelyet először a 1980-as évek második felében alkalmaztak. A módszer során nagy energiára felgyorsított, stabil, teljesen lefosztott ionokból álló nyalábot bocsátunk egy céltárgyra, ahol az eredeti nyalábbal nagyjából megegyező energiájú radioaktív ionok keletkeznek. Ennek a soknemű elegynek az egyedeit röptében különítjük el egymástól egy izotópszeparátor segítségével. Az élettartam szempontjából tanulmányozható atommagok téra sokkal szélesebb, amit a rendszeren történő átfutás ideje (jellemzően <1 ms) korlátoz csak.

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

Manapság a leggyakrabban használt fizikai folyamatok, amelyek során létrejönnek ezek az egzotikus atommagok, és alapvetően meghatározzák a kialakítható nyaláb tulajdonságait, a következők.

Az ún. *fúziós-párolgási* reakciók során két atommag egyesülése után keletkező atommag néhány nukleont bocsát ki (elpárologtat), aminek az eredményeként egy instabil mag keletkezik. Amennyiben a reakció egyik résztvevője egy könnyű részecske, akkor a stabilitási sávhoz közeli atommagokat tudunk termelni, de két nehéz atommag fúziójával már egészen különleges egyedeket is létre tudunk hozni a stabilitási sáv neutronhiányos oldalán. Az ilyen típusú reakciókban jellemzően tízes nagyságrendben keletkeznek a radioaktív ionok fajtái.

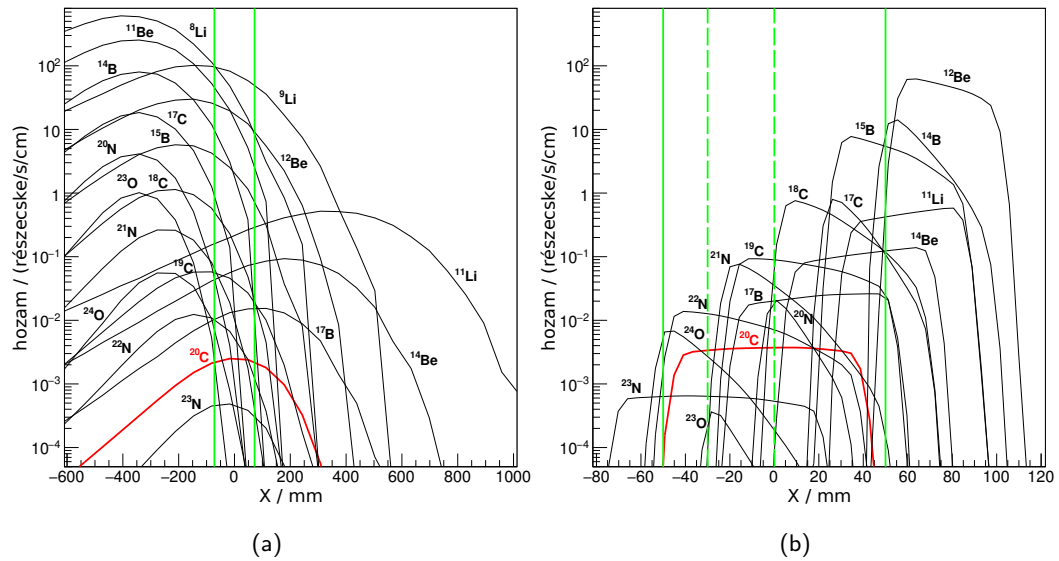
Spallációs reakció során a lövedékion eltávolít (leforgácsol) néhány nukleont a céltárgyat alkotó atommagból, így hozva létre radioaktív iont. Elsősorban neutronhiányos atommagok előállítására használják, amelyek energiája viszonylag alacsony (néhány MeV/nukleon), de akár ezer különféle atommag is keletkezhet ilyen típusú reakció során.

A spallációs reakcióhoz igen hasonlatos a *fragmentáció*, amikor a lövedék darabokra töri a céltárgyat alkotó atommagot. Fordított irányban még inkább használatos a módszer, amikor a nehéz lövedék törik darabokra a céltárgyba történő belövés során. A létrejövő radioaktív ionok igen változatosak, itt is ezres nagyságrendről beszélhetünk, és az ionok energiája a lövedék energiájának körülbelül kilencven százaléka. Ezzel a módszerrel gyakorlatilag a lövedék tömegszáma alatti bármilyen atommag előállítható, természetesen az atommagtérképen tőle való távolsággal egyre kisebb intenzitással.

A fragmentáció remek kiegészítője az *atommaghasadáson* alapul, ilyenkor uránt vagy tóriumot készítünk hasadásra oly módon, hogy azokat céltárgyként használjuk, vagy belőlük álló ionnyalábot hozunk létre. Ilyenkor néhány száz fajta radioaktív atommag állhat elő, melyek energiája a bombázó nyalábéhoz közeli lesz.

Kísérleteinket a Japánban található RIKEN kutatóintézet Nishina gyorsítócentrumában végeztük. A radioaktív ionnyaláb előállítására az IF technikát használtuk, amelyhez az elsődleges, stabil ionokból álló nyalábot több gyorsító összekapcsolásával hoztuk létre. Két injektor berendezés állt rendelkezésünkre az adott kísérlet igényeitől függően: (a) a RILAC, amely egy 12 rezonátorral rendelkező, maximálisan 6 MeV/nukleon energiájú nyalábot szolgáltató, lineáris gyorsító (2.1.(a) ábra) és (b) az AVF, mely egy azimutálisan változó mágneses terű, két rádiófrekvenciás D-vel és négy szektorral rendelkező

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek



2.3. ábra. $^{40}\text{Ar}+^{181}\text{Ta}$ reakcióban keletkező ionok horizontális eloszlása a RIPS izotópszeparátor $F1$ (a) és $F2$ (b) részénél

A gyorsítók összehangolása és a stabil ionokból álló nyaláb elsődleges céltárgyra történő vezetése, ahol az általunk alkalmazott fragmentáció lezajlott, az operátorok feladata volt. Ezután azonban minden feladat ránk hárult, hogy a radioaktív ionnyalábot előállítsuk, ami komoly tervezést igényelt. A fragmentáció során termelt radioaktív atommagok elkülönítésének kulcsfontosságú eleme a mágneses eltérítésen alapul. Egyenletes eloszlású, mágneses mezőbe helyezett töltött részecske körpályára áll, amelynek a sugarát (ρ) a tér erőssége (B) illetve a részecske lendülete (P) és töltése (Q) egyértelműen meghatározza. Ennek alapján minden egyes radioaktív ionhoz hozzárendelhető egy mennyiség, amit mágneses rigiditásnak (merevség) nevezünk, és $B\rho$ -val jelölünk. Értéke pedig a részecske lendületének és töltésének aránya; azt fejezi ki, hogy a nagyobb lendületű ionok merevebbek, azaz kevésbé térülnek el egy adott erősségű mágneses térben. Ennek megfelelően egy izotópszeparátor kulcseleme a dipólmágnes, amely tulajdonképpen két hengerszeletről áll közöttük egyenletes eloszlású mágneses térrel. A méréseink során használt RIPS izotópszeparátor [52] (2.2. ábra) is ilyen elven működik. Az $F0$ vákuumkamrában található elsődleges céltárgyra fókuszált ionnyaláb által keltett radioaktív ionok a $D1$ dipólmágnes terébe érkeznek, ahol eltérülnek, és az $F1$ diszperzív fókuszsíknál elhelyezett vákuumkamrában lévő résre esnek. Tekintve egyik konkrét

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

kísérletünket, ahol az izotópszeparátort ^{20}C ionnyaláb előállítására kívántuk optimalizálni 63 MeV/nukleon energiájú ^{40}Ar nyalábból kiindulva és 0,2 mm vastagságú ^{181}Ta elsődleges céltárgyat alkalmazva, a 2.3.(a) ábrán az $F1$ résig jutó ionok horizontális intenzitáseloszlását láthatjuk, amely igen kiterjedt az ionok lendületeloszlásának megfelelően. Az $F1$ rést teljesen nyitott állapotában a zöld vonalak jelölik az ábrán. Látható, hogy ezek pozícióját nem lehet úgy alakítani, hogy a szennyező ionok intenzitása ne haladja meg jelentősen a kívánt ionokét. Ez azért érdekes, mert a nyalábdiaosztikát végző detektorok terhelhetősége véges. Tehát egy dipólmágnes és egy rés segítségével ugyan elő lehet állítani a vizsgálandó ionokat, sőt még azok lendületének eloszlását is határok közé lehet szorítani a rések szűkre szabásával, de ez nem elegendő a gyakorlatban is használható ionnyaláb kialakítására. Ezt a problémát úgy lehet kiküszöbölni, hogy egy, a nyaláb energiájához képest vékony alumíniumlemez (néhány száz $\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$) helyezünk az $F1$ rés után, amely megváltoztatja az ionok rigiditását a töltésüktől függően. Így a $D2$ dipólmágnes már az új, kívánt térerősségre állítva jobb elkülönítés érhető el. A 2.3.(b) grafikon a $D2$ után következő $F2$ akromatikus fókusz síkban elhelyezett vákuumkamrában lévő résnél ábrázolja a horizontális eloszlást. A zöld folytonos vonalak itt is a rések teljesen nyitott pozícióját mutatják, a szaggatott vonalak pedig azt demonstrálják, hogy alkalmasan megválasztott résnyílással a nyaláb ugyan nem tehető teljesen egyneművé, de sok szennyező kizárható vagy intenzitásuk aránya jelentősen csökkenthető. Az ilyen, többfajta iont tartalmazó nyalábot koktélnyalábnak is szokták nevezni. Ez a többneműség, ami általában jellemző volt kísérleteinkben, nem feltétlenül hátrány, hisz egyszerre több kísérlet is elvégezhető, ha az ionokat egyesével meg tudjuk címkézni, és minden egyes eseményről képesek vagyunk eldönteni, hogy azt milyen atommag váltotta ki. A címkézést úgy végezzük, hogy különböző detektorokon keresztülvesszük a nyalábot, amelyek mérik a részecskék energiavesztését (ΔE) és két pont közötti repülési idejét (ToF^{vi}). A ΔE meghatározására szilíciumból készült félvezető detektort használtunk a jó energiafeloldása ($\approx 0,5\%$) miatt, a ToF mérése pedig plasztik szcintillátorok segítségével történt, mivel ezek időfeloldása kiváló (< 1 ns). Ezen túl a mágneses tér erősségét is mértük NMR szondákkal, így az ionok rendszáma (Z) és tömeg/töltés (A/Q) aránya meghatározható volt a következő képletek alkalmazásával:

$$ToF = \frac{L}{\beta c}, \quad (2.21)$$

^{vi}ToF=Time of Flight, magyarul repülési idő

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho}{\beta\gamma} \frac{c}{u}, \quad (2.22)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} n z \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (2.23)$$

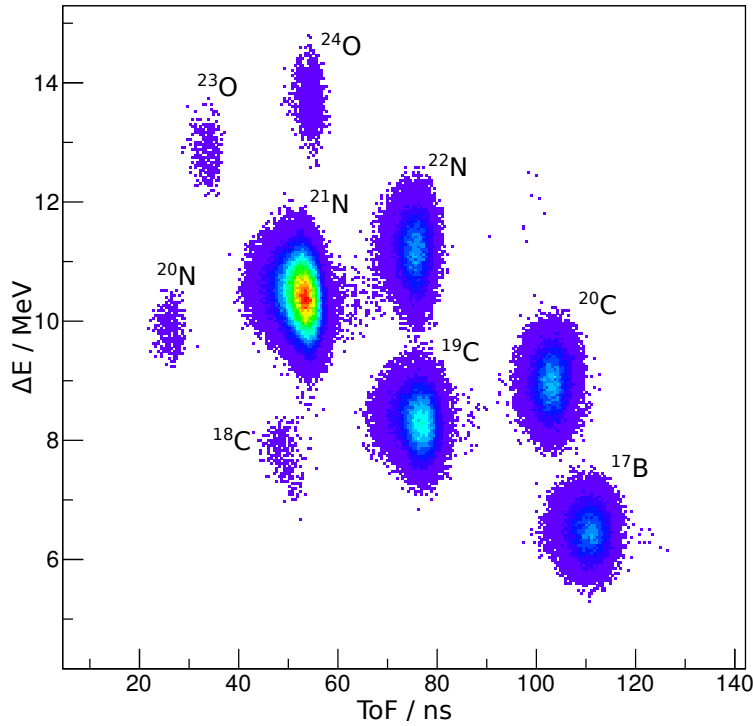
ahol L azon két pont távolsága, melyek között a repülési időt mérjük, v a részecske sebessége, $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ (c a fénysebesség), u az atomi tömegegység, m_e az elektron tömege, e az elemi töltés, z, n, I pedig rendre annak az anyagnak a rendszáma, atomsűrűsége és átlagos gerjesztési potenciálja, amelyen a részecske áthaladt. A nyaláb megfelelő fókuszálásához az ionok trajektóriájának monitorozása is szükséges, amit PPAC^{vii} detektorok alkalmazásával oldottunk meg. Ez egy alacsony nyomású (3-50 mbar), izobután gázzal töltött detektor, amelyben a párhuzamosan, egymástól 3-4 milliméterre elhelyezett és néhány száz volt feszültségre előfeszített elektródák között az áthaladó nehézionok által keltett elektronok lavinaeffektust idéznek elő. A csíkokból álló katódra eső töltést kiolvasva a pozíció meghatározható $\sigma \approx 0,3$ mm-es feloldással. Az időfeloldás pedig majdnem olyan jó (néhány ns), mint a plastik szcintillátorok esetében, ezért repülési idő meghatározásra is használhatók. Ezen túl kísérleteinkben az $F1$ fókusz síkban elhelyezett PPAC detektornak különleges szerepe is volt, mivel az eseményről eseményre meghatározott beesési pozíciót használtuk fel arra, hogy a $D1$ dipólmágnest nem centrálisan elhagyó ionok repülési idejét korrigáljuk. Ezt azt jelenti, hogy a radioaktív ionok előállítás és címkézése nem volt teljesen független egymástól. Ez olyan esetekben volt fontos, amikor az előállított nyaláb intenzitása az $F1$ fókusz síkban nagyon nagy volt, ami az $F1$ PPAC egyébként közel 100%-os hatásfokát jelentősen (akár a felére) lecsökkentette. Az $F2$ fókusz síkot elhagyó, a fent említett példában előállított kórtélnyaláb azonosítását (az ionok energiavesztése a korrigált repülési idejük függvényében) a 2.4. ábrán mutatom be. Látható, hogy az ionok tökéletesen megkülönböztethetők egymástól, és a 2.3.(b) ábrával egybevágóan a ^{21}N és a ^{19}C összetevők intenzitása a legnagyobb.

2.3. Szóródott ionok azonosítása

A megcímkézett nyalábot egy másodlagos céltárgyra (általában ólom vagy hidrogén) vezettük, ahol a kívánt magreakció lejátszódott. Az ionok egzotikus volta miatt, ezekben

^{vii}PPAC=Parallel Plate Avalanche Counter, magyarul párhuzamos elektródájú lavinaszámláló

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

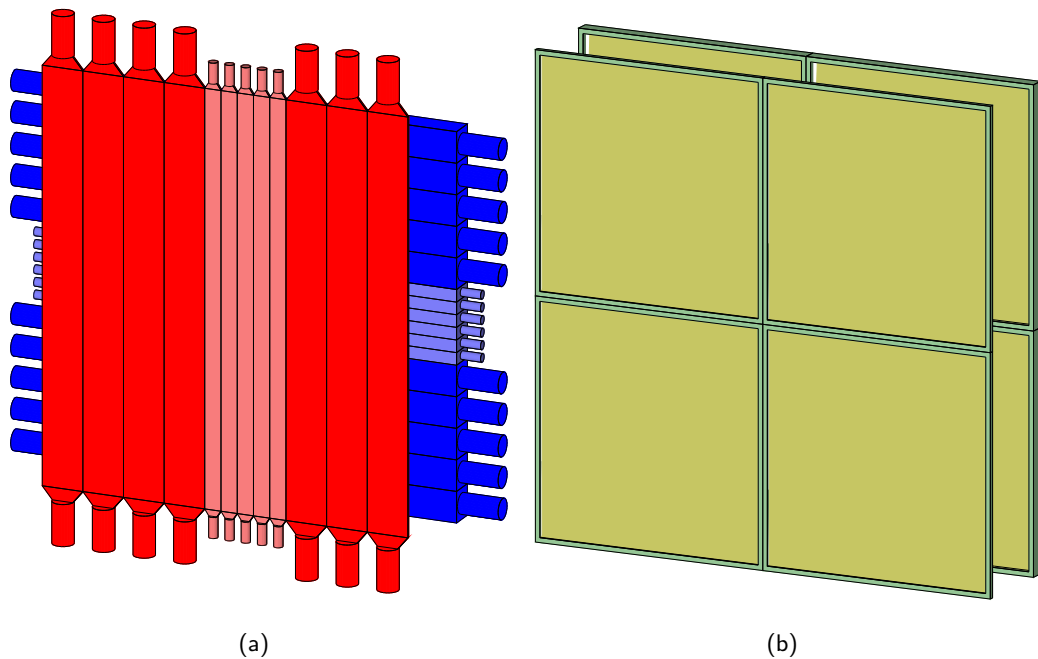


2.4. ábra. $^{40}\text{Ar} + ^{181}\text{Ta}$ reakcióban keletkező ionok azonosítása energiaveszteség és korrigált repülési idő segítségével

az anyagokban azonban nagy volt a valószínűsége a neutronkilökésnek, ezért a magreakció egyértelmű azonosítása végett szükség volt a kimeneti csatorna meghatározására is. Ezt egyrészt a bemenő csatorna megállapításakor alkalmazott mennyiségek (ToF , ΔE) és képletek segítségével hajtottuk végre, továbbá kihasználtuk azt, hogy a magreakciót elhagyó termékek már megállíthatók, tehát teljes mozgási energiájuk (E) is mérhető, amely nyugalmi tömegükkel (M) és sebességükkel arányos:

$$E = (\gamma - 1)Mc^2. \quad (2.24)$$

A repülési idő indítójelének előállítására 1 mm vastag plastik szcintillátort használtunk, illetve könnyű atommagok ($A < 20$) esetén ez szolgált az energiaveszteség mérésére is. Olyan esetekben, amikor nem volt szükség a repülési időre egy hodoszkópot (2.5.(a) ábra) [53] alkalmaztunk az energiaveszteség, a teljes mozgási energia és a trajektória meghatározására úgy, hogy egy szegmentált plastik szcintillátorokból álló falat kombináltunk a céltárgy után elhelyezett PPAC egységekkel.

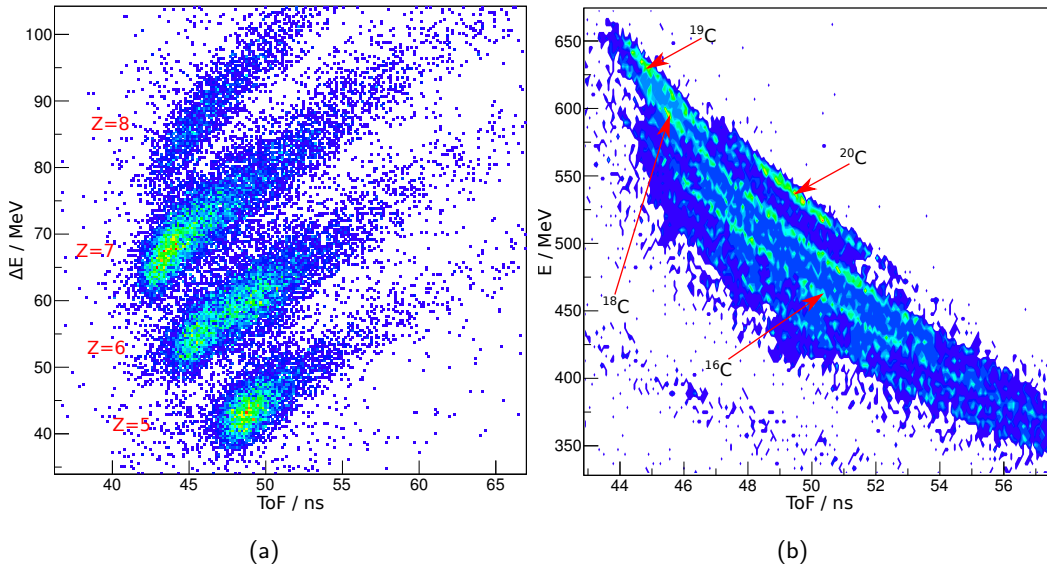


2.5. ábra. A plastik szcintillátorokból álló hodoszkóp (a) és a félvezető szilíciumlapokból álló rendszer (b) sematikus képe. A (a) képen az első réteg egyik egysége nincs feltüntetve a jobb átláthatóság érdekében

A fal két rétegből állt, melyek közül a nyaláb irányából tekintve az első csupán 5 mm vastagságú volt. Ezt követően a céltárgyban szóródott ionok egy 60 mm vastag rétegben álltak meg. Az első réteg 13 szcintillátora függőlegesen helyezkedett el, melyek közepén, a kisebb terhelés elérése érdekében, vékonyabbak voltak (5 darab 40 mm), míg a széleken 100 mm szélességet (4-4 darab) értek el. A második réteg kialakításához 16 szcintillátort helyeztünk el vízszintesen. A középső hat egység szélessége itt is kisebb volt (30 mm), mint a szélsőké (5-5 darab 75 mm). Mindkét réteg rúdjaik hossza (L) 1 méter volt. Az így kapott 13×16 -os mátrix segítségével az ionok becsapódási pontját meg lehetett határozni abból, hogy melyik detektorok szolgáltattak jelet egy adott esemény során. A rudakban keltett fényt mindkét végükre csatolt fotoelektron-sokszorozóval (PMT^{viii}) alakítottuk át elektromos jellé. Ennél, és az összes többi, később említendő detektornál is, a jelet kétfelé osztottuk, és egyrészt diszkrimináltuk őket többnyire a detektálási idő meghatározása céljából, másrészt pedig a jel méretét is rögzítettük töltés-digitalizáló

^{viii}PMT=Photomultiplier Tube, a fotoelektron-sokszorozó angol elnevezése

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek



2.6. ábra. $^{40}\text{Ar}+^{181}\text{Ta}$ reakció segítségével előállított radioaktív ionnyaláb által keltett magreakciókból származó termékek rendszám (a) és bejövő $Z=6$ izotópokra kapuzott tömegszám (b) szerinti azonosítása a céltárgy után

vagy amplitúdó-digitalizáló elektronikus egységek felhasználásával. Így a becsapódás helyét (x a rúd egyik végétől mérve) úgy is lehetett származtatni, hogy a két oldalon megjelenő jelek detektálási idejének (τ_1, τ_2) különbségét ($\Delta\tau = \tau_1 - \tau_2$) használtuk fel, ismerve a fény terjedési sebességét a plasztikban (c_{pl}).

$$x = \frac{c_{pl} \Delta\tau + L}{2}. \quad (2.25)$$

Nehezebb atommagok ($A > 20$) vizsgálata esetén általában már szilícium félvezető detektorokat alkalmaztunk a hodoszkóp helyett az energiavesztés és a teljes mozgási energia mérésére, mert feloldásuk sokkal jobb, mint a plasztik szcintillátoroké, így nehezebb tömegtartományban is biztosítani tudják az ionok tökéletes elkülönítését. Itt is többrétegű felépítést alkalmaztunk, és a nagyjából $50 \times 50 \text{ mm}^2$ érzékeny felülettel rendelkező detektorokat 2×2 -es vagy 3×3 -as mátrixokba rendeztük a kívánt szóródási térszög lefedésének érdekében (2.5.(b) ábra). Az energiavesztést szolgáló egységek vastagsága $350\text{--}500 \text{ }\mu\text{m}$ volt, és ionimplantálással készültek. Az ionokat megállító, úgynevezett Si(Li) detektorok $0,5\text{--}1 \text{ mm}$ vastagsággal rendelkeztek, melyek lítium hozzáadásával készültek, amivel csökkenteni lehet a nagy kristályok növesztése során

keletkező szennyezők koncentrációját. Visszatérve a már fentebb tárgyalt, konkrét példákra, a 2.6.(a) ábrán hidrogén céltárgyat elhagyó ionok rendszám szerinti azonosítása látható. A 2.6.(b) ábra pedig úgy készült, hogy csak azokat az eseményeket vettük figyelembe, amelyek $Z=6$ rendszámú bejövő izotópoknak felelnek meg, ami lényegében a radioaktív ionnyalámban domináns ^{19}C és ^{20}C atommagokat jelenti. Megfigyelhető, hogy a bejövő ionfajtákon kívül a neutronkilökési reakciókból származó kisebb tömegszámú szénizotópok is megjelennek a spektrumban. Ezeket az eloszlásokat polinomokkal megillesztettük, és elosztottuk őket a kapott függvényekkel, így egydimenziós rendszám és tömegszám szerinti változókat kaptunk. Ezekre normális (Gauss) eloszlást feltételezve, meghatározható volt az egyes ionfajták elkülönítésének mértéke, melyre körülbelül $\frac{\sigma(Z)}{Z} \approx 3\%$ és $\frac{\sigma(A)}{A} \approx 1,5\%$ adódott.

A szóródási szöget az ionok céltárgyba és hodoszkópba történő beérkezésének helyéből illetve a céltárgy mögött található PPAC-ból származó pozícióinformáció felhasználásával lehetett kiszámolni. Kísérleteink során hodoszkópot alkalmaztunk öt esetben [EZ-03, EZ-04, EZ-16, EZ-17], félvezető szilícium rendszert tíz esetben [EZ-05, EZ-06, EZ-07, EZ-08, EZ-10, EZ-11, EZ-12, EZ-13, EZ-15, EZ-23] és repülési időt mérünk plastik szcintillátor felhasználásával három esetben [EZ-16, EZ-17, EZ-21].

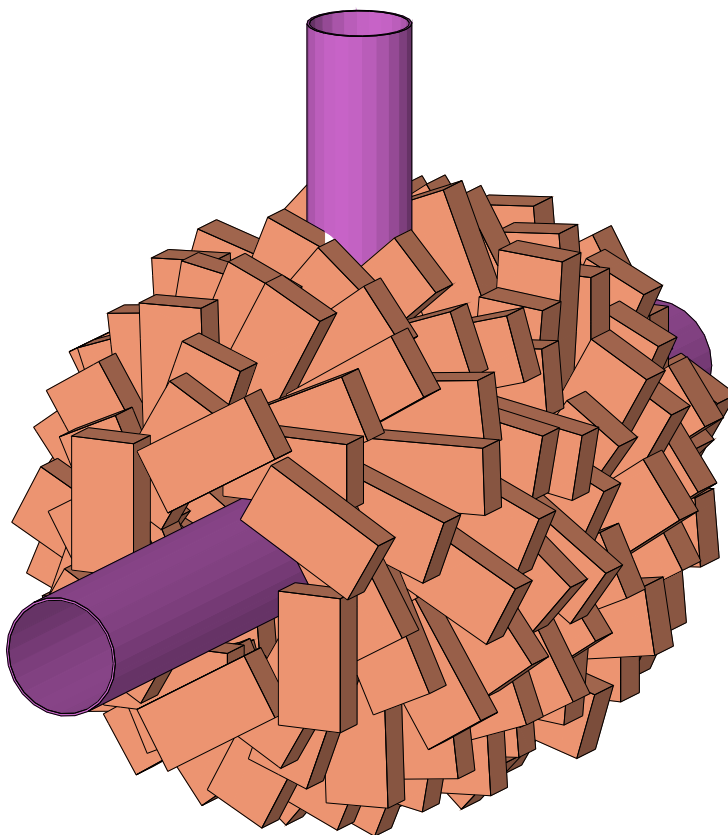
2.4. γ -spektroszkópia

A rugalmatlan szórás a proton- és neutroneloszlást eltérő érzékenységgel szondázó ^{208}Pb , deuterizált polietilén (CD_2) és folyékony hidrogén [54] céltárgyakban ment végbe^{ix}. Az első kettő előállítása és használata nem járt különösebb nehézséggel, hisz anyaguk szilárd és könnyen kezelhetőek, azonban az utolsó céltárgy megérdemel némi részletezést.

Tiszta hidrogén céltárgyat azért érdemes használni, mert a helyette általában alkalmazott polietilén szenet is tartalmaz, ami zavaró háttérrel okozhat a mérendő spektrumban. Természetesen gázként is szóba jöhet a hidrogén, de a szükséges vastagság, amely a radioaktív ionnyalábok alacsony intenzitását kompenzálná, túl nagy lenne, a gyakorlatban nem kivitelezhető. Ezért egy henger alakú alumínium cellát helyeztünk vákuumba, melynek két végét Havar vagy Aramid fóliákkal zártuk le speciális ragasztó felhasználásával. Ezeknek a belépő és kilépő ablakoknak az átmérője 24 mm, míg vastagságuk

^{ix} más intézetekben gyakran a drága, dúsított ^{208}Pb helyett az egyetlen stabil izotóppal rendelkező aranyat használják céltárgyként

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek



2.7. ábra. A DALI2 rendszer sematikus rajza. A mozgatható lemezek, melyekhez a kristályok rögzítve vannak, nincsenek feltüntetve a könnyebb átláthatóság érdekében

12,5 μm (Aramid) és 6 μm (Havar) volt. A cellát egy rozsdamentes acélcső kötötte össze a gáztartállyal. A gázt Gifford-McMahon ciklusú géppel hűtöttük és hoztuk folyékony állapotba, míg eljutott a tartályból a cellába. A cellát a hidrogén forráspontja alatt tartottuk úgy, hogy a hűtőgépet összekötöttük vele egy rézhengerrel. A nyomást és a hőmérsékletet, melyek tipikus értékei rendre 18 K és 0,4 MPa volt, folyamatosan monitoroztuk és szabályoztuk, így kiváló stabilitást lehetett elérni egy tipikus egyhetes mérés alatt. Egy feltöltési ciklus körülbelül 2 órát vett igénybe, ezért mindig komoly megfontolást igényelt egy céltárgycsere. Nagyrészt tehát egy 200 $\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ (≈ 3 cm) vastag tiszta, buborékoktól mentes hidrogén céltárgy állt rendelkezésünkre a mérésekhez.

A rugalmatlan szórési csatornát a populált állapot(ok) legerjesztődése során kibocsátott γ -sugárzás detektálásával azonosítottuk és analizáltuk. Ezen, viszonylag nagy

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

energiájú ($100 \text{ keV} < E_\gamma < 3 \text{ MeV}$) fotonokat néhány esetben Clover típusú, nagytisztaságú germániumdetektorokkal figyeltük meg, melyek részletes tárgyalása a 4. fejezetben található. A γ -sugárzást többnyire az úgynevezett DALI2 [55] rendszer korai verziójával detektáltuk, mely 160 darab, alumínium tokba zárt NaI(Tl) kristályból állt. A NaI(Tl) szcintillációs elven működik, ezért a tokozás és a kristály között magnézium-oxid por található, amely biztosítja a keletkező fény diffúz visszaverését, és annak a szcintillátorokhoz csatolt fotoelektron-sokszorozóba nagy hatásfokkal történő eljuttatását. A kristályok körbeölelik a céltárgyat (2.7. ábra) úgy, hogy az egyes rétegekben az egységek elforgatása révén a legnagyobb térszöget fedjék le. A képen lilával látható a céltárgyat tartalmazó vákuumcső is, melynek ki- és bemenő nyílása egyértelmű. A felfelé mutató nyílás pedig a folyékony hidrogén céltárgy és a hozzá tartozó hűtőapparatús beillesztésére szolgál. A kristályok, melyek mérete egy kicsit eltér egymástól ($45 \times 80 \times 160 \text{ cm}^3$, $40 \times 80 \times 160 \text{ cm}^3$), két cégtől (Saint-Gobain, Scionix) származnak, és saját, belső energiafeloldásuk körülbelül $\sigma(E_\gamma) \approx 4\%$ a ^{137}Cs radioaktív forrás 662 keV-es fotonjai esetén. Az egyes egységek céltárgytól mért távolsága körülbelül 30 cm, és síneken mozgatható alumínium lemezekre vannak felcsavarozva, így laboratóriumi rendszerben $15\text{-}160^\circ$ polárszögtartományt tudunk lefedni úgy, hogy egy-egy kristály körülbelül 6° nyílásszögben látszik a magreakció pontjából. Ez azért érdekes, mert a spektrumokban jelentkező tényleges energiafeloldást nemcsak a kristályok már említett saját, belső feloldása határozza meg, hanem a jelentős Doppler-effektust is figyelembe kell venni, hisz a γ -sugárzást $\beta \approx 0,3$ relatív sebességgel mozgó atommagok bocsátják ki. Így a foton laboratóriumban mérhető (E_γ^{lab}) és tömegközépponti (E_γ^{tkp}) energiája nem egyezik meg, hanem közöttük az ismert összefüggés teremt kapcsolatot:

$$E_\gamma^{tkp} = \gamma(1 - \beta \cos(\theta^{lab}))E_\gamma^{lab}, \quad (2.26)$$

ahol θ^{lab} a detektálás szöge. Mivel mind a céltárgy, mind pedig a NaI(Tl) kristályok kiterjedtek, a detektálás szögének bizonytalansága jelentősen növelheti a végleges energiafeloldást. Általában β eseményről eseményre történő pontos mérésére sincs lehetőség radioaktív ionnyalábos mérések esetén, ezért β változása a céltárgyban szintén hozzájárul a megfigyelt feloldás kialakításához, mely nagyjából $\sigma(E_\gamma) \approx 5\%$ körül alakul. A rendszer fotocsúcs hatásfoka nagyjából 40% 0,2 MeV-es, 20% 1 MeV-es és 10% 3 MeV-es fotonokra. A szegmentáltság lehetőséget biztosít egyrészt arra, hogy a γ -sugárzás szögeloszlását rögzítsük, amiből az adott átmenet multipolaritására következtethetünk,

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

másrészt, az átmenetek között $\gamma\gamma$ mátrixokat építhetünk fel, melyek segítségével felépíthetjük a sugárzást kibocsátó atommag nívósémáját.

2.5. Elektronika, adatgyűjtés

A bemutatott, bonyolult és sok egységet tartalmazó kísérleti felépítésben minden összetartozó detektor egy-egy olyan komponensét alkotta a rendszernek, amelyet elektronika szempontjából együtt kezeltünk. Ilyen komponensek voltak például (1) a nyalábdiagnosticsztikai detektorok, (2) a γ -detektorok, (3) a félvezető szilíciumlapokból álló rendszer, (4) a plasztik hodoszkóp. Általánosságban elmondható, hogy minden komponenshez létrehoztunk egy indítójelet (trigger), amelyet az adott komponens egyedi detektorai által adott időjelek logikai vagy (\vee) kapcsolatából képeztünk. Azoknál az egységeknél, melyeknél a detektorhoz több fotoelektron-sokszorozó is kapcsolódott megköveteltük a koincidenciát. Ahogy már korábban volt róla szó, szinte minden egység esetén kiolvastuk az idő és jel nagyság információt is, kivéve a félvezető szilíciumlapokat, melyek rossz időfeloldása miatt csak az amplitúdó ismerete volt értékes. Így az elektronikai csatornák száma legtöbb esetben meghaladta az ezret.

A rendszerkomponensek indítójelei közül a legfontosabb, az úgynevezett NYALÁB indítójel, melyet az $F2$ fókusz síkban található plasztik szcintillátor bal és jobb oldalára csatolt fotoelektron-sokszorozók időjeleinek logikai és (\wedge) kapcsolataként definiáltunk:

$$\text{NYALÁB} = F2 \text{ plasztik bal PMT} \wedge F2 \text{ plasztik jobb PMT}.$$

A többi rendszerkomponens esetén általában az volt a feltétel, hogy legalább egy egység időjelet adjon, azaz

$$\text{GAMMA-DALI} = \vee \text{ DALI2 egység},$$

$$\text{GAMMA-CLOV} = \vee \text{ Clover kristály},$$

$$\text{SI} = \vee \text{ szilíciumlap},$$

$$\text{HODO} = \vee \text{ hodoszkóp egység}.$$

A komponensek indítójeleit az adatgyűjtő rendszer fő indítójelévé (START) kombináltuk. Amennyiben a radioaktív ionnyaláb teljes intenzitása alacsony volt (néhány száz Hz), akkor egyszerűen

$$\text{START} = \text{NYALÁB}$$

feltételt használtunk. Ha erre nem volt lehetőség akkor valamilyen bonyolultabb kombinációt alkalmaztunk az adagyűjtő rendszer tehermentesítésére úgy, hogy a fő indítójelbe belekevertük a NYALÁB valamilyen tényezővel leosztott jelét (LEOSZTOTT NYALÁB). Például:

$$\text{START} = \text{LEOSZTOTT NYALÁB} \vee (\text{NYALÁB} \wedge \text{GAMMA-DALI} \wedge \text{HODO}).$$

Az egyes eseményekhez tartozó rendszerkomponensek közötti koincidenciafeltételt minden eseményre rögzítettük egy regiszterben, így a kiértékelés során meg tudtuk határozni a hatáskeresztmetszet kiszámolásához elengedhetetlen bejövő részecskék számát a LEOSZTOTT NYALÁB-bal címkézett események felhasználásával.

Az adatokat a RIKEN kutatóintézetben kifejlesztett BabarDAQ adatgyűjtő rendszerrel [56] rögzítettük, mely a Linux operációs rendszer egyik fajtáját, az úgynevezett RTLinux-ot^x futtató személyi számítógépeket használ. Az operációs rendszer a számítógépbe helyezhető vezérlőkártyákon keresztül érte el a CAMAC és VME keretvezérlőket. Az adatgyűjtő rendszer magában foglalta az Anapaw szoftvert is, amely szintén házi fejlesztés és a PAW programkönyvtáron [57] alapul. Az Anapaw teljesen megegyező felületet nyújt a gyors, mérés közbeni monitorozásra és kiértékelésre, illetve a mérés utáni, részletes analízisre, ezért mindkét feladatot ennek segítségével láttuk el.

2.6. Szimuláció keretei és szerepe

Manapság atommagfizikával foglalkozó tanulmány már elképzelhetetlen szimuláció nélkül. Különösen igaz ez a radioaktív ionnyalábos mérésekre, melyeknél a berendezések bonyolultsága, az elektronikus csatornák száma és a feldolgozandó információ mennyisége közelít a részecskefizikai kísérletekéhez.

Szimulációs feladatokra mi a GEANT4 programcsomagot használtuk, mely igen összetett struktúrával rendelkezik, és lehetőségeit tekintve nagyon sokrétű felhasználást tesz elérhetővé. A programot objektumorientált C++ nyelven írták, `main()` eljárását két kötelező, vezérlő osztály (`G4Runanager`, `G4UIManager`) segítségével valósítjuk meg. A `G4Runanager` a teljes program futását felügyeli, de belőle származtatjuk az úgynevezett előkészítő és műveleti osztályokat is, a `G4UIManager` pedig a felhasználói felület biztosításáért felel. A két kötelező, vezérlő osztályt kiegészítheti a megjelenítésért fe-

^xRTLinux= Real Time Linux

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

lelős `G4VisManager` és a hisztogramokat tartalmazó kimentí állományok létrehozását biztosító `AnalysisManager`.

A felhasználónak a következő két előkészítő és egy műveleti osztályt muszáj megadni a minimális futáshoz:

előkészítő: `G4VUserDetectorConstruction`, `G4VUserPhysicsList`,

műveleti: `G4VUserPrimaryGeneratorAction`.

A `G4VUserDetectorConstruction` osztályban építjük fel a fizikai probléma szempontjából fontos alakatokat, és itt határozzuk meg, hogy ezek közül melyek érzékenyek, azaz melyikből akarjuk kinyerni az adatokat (például egy detektorban leadott energia). A `G4VUserPhysicsList` osztály tartalmazza a releváns fizikai folyamatokat, míg az események kezdőállapotát a `G4VUserPrimaryGeneratorAction` osztályban írjuk elő.

A program lépésenként követi minden részecske útját, és megvizsgálja mi történik vele, illetve keletkezik-e másodlagos részecske. A részecskékhez egy nyomot rendel, mely statikus (tömeg, töltés, élettartam, stb.) és dinamikus információt (energia, lendület, helyzet, stb. az adott lépés elején) is tárol. Az elsődleges és a fizikai folyamatok során keletkező másodlagos részecskékhez a futás minden szintjén (futás, esemény, nyom, lépés) hozzá lehet férni az opcionális, műveleti osztályok felhasználásával:

`G4UserRunAction`, `G4UserEventAction`, `G4UserStackingAction`,

`G4UserTrackingAction`, `G4UserSteppingAction`.

Alapvetően két feladat ellátására használtuk a programot:

- (a) az egzotikus atommagok által kibocsátott, Doppler-effektussal terhelt γ -sugárzás észlelési hatásfokának meghatározására, a detektáló rendszer multiplicitásának, az egyes detektorok közötti koincidenciák vizsgálatára,
- (b) a gyorsneutron spektrométer tulajdonságainak (hatásfok, többneutronos események) tanulmányozására.

Az első esetben a `G4EmStandardPhysics` osztályt építettük be a szimulációba, mely tartalmazta a fotonok és töltött részecskék jól ismert kölcsönhatásait (fotoeffektus, Compton-szórás, párkeltés illetve ionizáció, fékezési sugárzás, többszörös szórás, stb.). A

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

kísérleti γ -spektrumokat a detektáló rendszer szimulációból kapott válaszspektrumával illesztettük úgy, hogy ahhoz hozzáadtunk egy polinomiális vagy exponenciális háttérrel, mely a háttérsugárzással adott véletlen koincidenziákat volt hivatott rekonstruálni. A szimulált γ -csúcsok félértékszélességét a radioaktív forrásokkal mért kísérleti értékekhez rögzítettük, csakúgy ahogy az egyes egységek levágási küszöbértékét a kísérletben tapasztalathoz igazítottuk. Az illesztés után a γ -csúcsokban meghatározott beütések és a kezdőesemények száma egyértelműen megadta a hatásfokot. A szimuláció azt is kitűnően szolgálta, hogy még korábban nem ismert átmenetek létezését is megvizsgáljuk, hisz amikor a spektrum szemrevételezése során felmerült egy csúcs megjelenésének lehetősége, beépítésével a spektrum alakjának változását nyomon lehetett követni. Továbbá az átmenetek egymáshoz képesti viszonyára is következtetni tudtunk azáltal, hogy a szimuláció során többféleképpen is felépíthettük az adott atommag nívósémáját, ami eltérő eloszlást szolgáltatott a különböző multiplicitással rendelkező spektrumokban.

A gyorsneutronok anyaggal történő kölcsönhatását a fejlesztők által az általunk használt energiatartományra ajánlott `HadronPhysicsQGSP_BIC_HP` fizikai lista beépítésével írtuk le. Ennek a listának az elektromágneses kölcsönhatásokkal foglalkozó része alapértelmezésben a fent említett `G4EmStandardPhysics` osztállyal megegyezik. A QGSP rövidítés a kvark-gluon húrmodellre utal, melyet a `GEANT4` alapmodellként használ a nagy energiájú részecskék kölcsönhatásai során. Ebből számunkra annyi volt érdekes, hogy tartalmazza a gyorsneutronok rugalmas illetve rugalmatlan szórását és a befogási reakciókat. A gerjesztett atommag létrehozása után az irányítás átkerül a BIC csomaghoz, amely a bináris kaszkád rövidítése, és az atommagban történő szimulációért felelős. A HP komponens pedig a 20 MeV alatti neutronokat kezelő rész, mely automatikusan átveszi az irányítást az ilyen energiájú részecskék felett, és alapvetően kísérleti adatokra támaszkodik sokkal megbízhatóbb számolást téve lehetővé. A `GEANT4` programot arra használtuk, hogy a neutronok által keltett másodlagos részecskék (protonok, elektronok, pionok) energialeadását és ennek idejét rögzítsük a szimulált eseményekre. Második lépésben, mely már független a Monte Carlo eljárástól, a 4. fejezetben részletesen bemutatandó gázdetektorban keletkező jeleket kódoltuk a fizikai folyamatok ismeretében, és a keltett elektronikus jeleket az elektródákon lépésenként nyomon követtük, majd az elektródák végén idő és amplitúdó jeleket hoztunk létre. Ezek felhasználásával, melyek gyakorlatilag a megfigyelhető mennyiségek, már tanulmányozhattuk a többneutronos

2. Kísérleti berendezések és kiértékelési módszerek

eseményeket rekonstruáló algoritmusokat.

3. fejezet

Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

3.1. A neutronok és a protonok rendhagyó szerepe az alacsony energiájú gerjesztésekbenⁱ

3.1.1. Páros oxigénizotópok

Amint arra a 2. fejezetben rámutattam, kutatásaink kezdetén az egyetlen, kollektív modellétől jelentősen eltérő $\frac{M_n}{M_p}=2,9(4)$ mátrixelem arányt az ^{20}O atommagban sikerült kimutatni [29]. A kísérletben protonokon történő rugalmatlan szórást alkalmaztak, és az arány kiszámolásához szükséges átlagolt M_p értéket ($5,29(18) \text{ fm}^2$) az irodalomból vették, mely közvetlen, élettartam mérésekből származott. Ezt a meglepő eredményt egy másik kísérletben megmért, rugalmatlan szórási hatáskeresztmetszet szögeloszlásának analízisével megerősítették ($\frac{M_n}{M_p}=3,3(8)$) [58]. Azonban ezek a kiértékelések nem teljesen modellfüggetlenek, ahogyan ezt szintén az előző fejezetben láthattuk. Valóban, a fenti két kísérlet más megközelítéssel (mikroszkopikus sűrűségeloszlás felhasználásával) történő kiértékelése nagyobb ($4,2(3)$) mátrixelem arányt adott [59]. Ezért egy független kísérletben, $\frac{M_n}{M_p}$ -t az izospin szimmetriát kihasználva kívántuk meghatározni úgy, hogy az ^{20}O tükrömagját, a ^{20}Mg -t szóráttuk szén és ólom céltárgyakon mérve a rugalmatlan

ⁱAz alfejezet a következő tanulmányokon alapul: [EZ-03, EZ-04, EZ-05, EZ-06, EZ-07, EZ-08, EZ-09, EZ-12, EZ-14, EZ-15, EZ-16, EZ-17, EZ-23]

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

hatáskeresztmetszeteket [EZ-15].

Mivel a ^{20}Mg protongazdag atommag és a protonleválasztási vonal közelében helyezkedik el a mérés különösen nehéz volt, ugyanis az elsődleges ^{24}Mg ionnyaláb fragmentációja során a stabilitási vonalhoz közelebb eső atommagok nagy mennyiségben álltak elő, és ezek lendületeloszlásának alacsony energiájú része jelentősen átfedett a ^{20}Mg atommagok lendületeloszlásának csúcsával. Ez a gyakorlatban azt jelentette, hogy a protongazdag ionok járuléka a teljes nyalábintenzitáshoz igen kicsi volt, ami a detektorok véges terhelhetősége miatt kritikus szempont. Ezért egy rádiófrekvenciás eltérítő berendezést [60] helyeztünk közvetlenül az $F2$ fókuszszík elé. Az eszköz két alapvető része az üregrezonátor és az elektródák. A nyaláb fölött és alatt elhelyezkedő elektródákra szinuszfüggvény szerint változó nagyfeszültséget kapcsoltunk, és a frekvenciát az RRC ciklotronéhoz hangoltuk úgy, hogy annak pontosan a fele legyen. Az eltérő sebességű ionok az elektródákat időben eltolva érték el, így be lehetett állítani, hogy nagyrészt az érdekes ionok eltérítése legyen csak nulla. Az $F2$ fókuszszík után elhelyezett rés segítségével az eltérített ionok már megállíthatók voltak. Így a ^{20}Mg ionok teljes intenzitáshoz mért járuléka háromszorosára növekedett.

A két céltárggyal felvett γ -spektrumokban egy csúcsot azonosítottunk 1,61(6) MeV-es energiánál, amely megegyezik az egyetlen korábbi mérés 1,598(10) MeV-es eredményével [61]. Ehhez az előttünk végzett kísérlethez hasonlóan, mi sem találtunk másik csúcsra utaló jelet, ami azt jelenti, hogy nagy valószínűséggel a ^{20}Mg -nak egyetlen kötött gerjesztett állapota van. Ennek az állapotnak a gerjesztési hatáskeresztmetszetére az ^{208}Pb és a ^{12}C céltárgyakkal rendre 105(10) mb és 20(2) mb értékeket kaptunk. Mivel a nyalábintenzitás nem tette lehetővé a rugalmas szórás olyan statisztikájú mérését, melynek segítségével az optikai potenciál paramétereit meghatározhattuk volna, ezért három, az általunk alkalmazott nyaláb energiatartományában fellelhető paraméterkészletet használtunk fel. A mátrixelemek arányát egyrészt az ^{20}O -ban mért M_p érték segítségével, másrészt az $^{208}\text{Pb}+^{20}\text{Mg}$ és a $^{12}\text{C}+^{20}\text{Mg}$ adatok párhuzamos analízisével is származtattuk. Így az optikai modell paramétereinek megválasztásából illetve a fenomenologikus eljárásból adódó szisztematikus bizonytalanságra is lehetett következtetni. Az első eljárás három optikai potenciáljának segítségével számolt részeredmények átlagolásával $M_p(^{20}\text{Mg})=M_n(^{20}\text{O})=13,3(12) \text{ fm}^2$ és $\frac{M_n}{M_p}(^{20}\text{O})=2,51(25)$ értékek adódtak, ahol a bizonytalanság az egyedi értékek és az átlag legnagyobb eltérését jellemzi.

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

A két eljárásból kapott értékek a feltüntetett bizonytalanságon belüliek voltak, és jó egyezést mutattak a korábbi mérések eredményével [29, 58], azonban jelentősen eltértek a mikroszkopikus sűrűségeloszlás felhasználásával végzett kiértékelésből [59] származó mátrixelem aránytól. Eredményeink közlése után az utóbbi elméleti munka szerzői rájöttek, hogy az általuk alkalmazott CDM3Y6 [62] effektív nukleon-nukleon kölcsönhatást módosítani kell ahhoz, hogy a számos atommagon (${}^6\text{He}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{120}\text{Sn}$, ${}^{208}\text{Pb}$) rendelkezésre álló (p,n) reakciók hatáskeresztmetszetét értelmezni tudják. A kölcsönhatás valós, izovektor sűrűségfüggésének renormálásával $\frac{M_n}{M_p}=3,24(20)$ értéket kaptak, ami már jóval közelebb áll a miénkhez. Az $\frac{N}{Z}$ -nél jóval nagyobb mátrixelemarány a neutronok protonokéhoz viszonyított kiemelt szerepét mutatja a gerjesztés kialakításában. A tömegtartományban mérhető, neutronokra és protonokra vonatkozó effektív töltések ($e_p=1,3e$, $e_n=0,5e$) [63] és az *USD* effektív kölcsönhatás [64] alkalmazásával a héjmodell keretein belül értelmezni tudtuk az eredményeket, amiről a szénizotópoknál még részletesebben is lesz szó.

Az oxigénizotópok vonalán továbblépve a neutronelhullatási határ felé, a bevezetésben már említett $N=14$ -es alhéjzáródásra utaló jelként értelmezték az ${}^{22}\text{O}$ atommag nagy energiájú 2_1^+ állapotát, és a kis $B(E2)$ értéket [17]. Elméleti (héjmodell, véletlen fázisú közelítés) számolások [15, 65] a redukált átmeneti erősség csökkenését jelezték a neutronszám növekedésével, ami egybevágott a kísérleti megfigyeléssel, ugyanakkor $\frac{M_n}{M_p}$ (3,53-at ${}^{22}\text{O}$ esetén) növekedését várták. Ezért deuterizált polietilén céltárgyon, melynek érzékenysége a neutron- és protoneloszlásra hasonló, rugalmatlan szórást hajtottunk végre [EZ-09], hogy az ólommal történt mérés hatáskeresztmetszetével [17] összevetve kísérletileg is meghatározzuk a mátrixelemek arányát. A felvett γ -spektrumban egy csúcsot azonosítottunk 3185(15) keV energián, amely megegyezett egy korábbi, pontosabb mérésből rendelkezésre álló 3199(8) keV-es értékkel [66]. Az első gerjesztett állapotot $\sigma=19(3)$ mb hatáskeresztmetszettel hoztuk létre, mely nem tartalmazta a deuterizált polietilén céltárgyban lévő szén hozzájárulását, amit a visszalökődött atommagok tömegspektrumából 10%-nak mértünk. A csatolt csatornás fenomenologikus analízis során az ${}^{22}\text{O}$ és a deutron reakciójának leírásához az optikai potenciál irodalomban fellelhető két paraméterkészletét használtuk. Így $\frac{M_n}{M_p}=1,58(53)$ és $2,28(88)$ arányokat kaptunk, melyek konzisztensek egymással, de jóval kisebbek a véletlen fázisú közelítést alkalmazó elméletből vártnál (3,53). Mérésünkkel párhuzamosan egy másik csoport $\frac{M_n}{M_p}=2,5(10)$

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

értéket kapott [67], mellyel egyezik a mi eredményünk a bizonytalanságokat figyelembe véve. Ezek a kísérleti bizonytalanságok ugyan meglehetősen nagyok, de az egyértelműen látszik, hogy a növekvő neutronszám nem jár együtt a neutronok gerjesztésben betöltött szerepének dominanciájával, hisz a meghatározott arányok $\frac{N}{Z}=1,75$ körüliek. Az ^{22}O atommagra kapott eredmények az ^{16}O -éval mutatnak hasonlóságot, ami az $N=14$ -es alhéjzáródást igazolja. Továbbá azt is bizonyítja, hogy a kis $B(E2)$ értéket jól visszaadó, normál effektív töltéseket és USD effektív kölcsönhatást alkalmazó héjmodell számolás [17] alkalmas az oxigénizotópok leírására. A kísérleti infrastruktúra még nem teszi lehetővé, hogy a legnehezebb, kötött alapállapottal rendelkező ^{24}O -ben is meghatározzuk a mátrixelemek arányát, de protonon történt rugalmatlan szórási hatáskeresztmetszet mérések [68] arra utalnak, hogy az a fenti héjmodell várakozásainak megfelelően alakul.

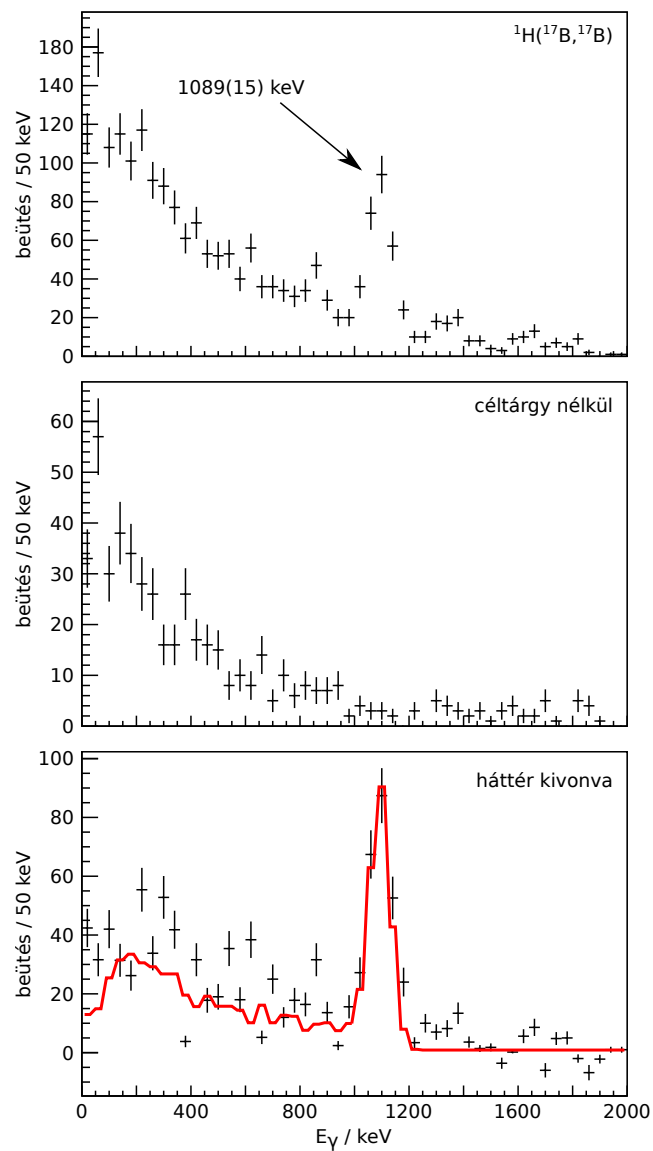
3.1.2. A ^{17}B atommag

Az ^{20}O atommag anomális $\frac{M_n}{M_p}$ arányán túl a bórizotópok körében két mérés [69, 70] során arra az érdekes eredményre jutottak, hogy a neutrongazdag oldalon az elektromos kvadrupól-momentum (Q) gyakorlatilag nem változik a neutronszám növekedésével ($Q \approx 40$ mb). Ezt csak úgy tudták értelmezni, ha a neutronokra vonatkozó effektív töltést nagyon lecsökkentették ($e_n \approx 0,1e$). Ez volt az első kísérleti jel arra vonatkozóan, hogy a könnyű és közepesen nehéz atommagok ($A=16-40$) tartományában empirikusan meghatározott, meglehetősen stabil effektív töltések [63] a neutronok számának protonokhoz viszonyított növekedésével jelentősen megváltozhatnak, amit elméleti számolások is jeleztek korábban [71].

Ezért rugalmatlan szórási kísérletet hajtottunk végre hidrogén céltárgy alkalmazásával, hogy a dinamikai tulajdonságokat is megvizsgáljuk, azaz a neutronoknak az első gerjesztett állapotba történő átmenetben betöltött szerepét feltárjuk, és információt szolgáltatassunk az effektív töltés nagyságáról [EZ-05]. Azt az atommagot, a ^{17}B -t szemeltük ki, amelynél az effektus jelenléte leginkább várható volt, és még a kísérletileg elérhető tartományba tartozott. A mérés során neutronkilökési reakciókban a kisebb tömegszámú bórizotópokra is hasznos spektroszkópiai adatokat sikerült elérni.

A 3.1. ábrán a ^{17}B rugalmatlan szórása során felvett γ -spektrum látható a legfelső panelen. A középső spektrumot úgy készítettük, hogy a céltárgytartóban nem volt

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol



3.1. ábra. A legfelső panel a $^1\text{H}(^{17}\text{B}, ^{17}\text{B})$ csatornában rögzített, Doppler-korrigált γ -spektrumot mutatja. A középső panelen a folyékony hidrogén céltárgy nélkül felvett háttérspektrum látható, míg a legalsó panel a felső spektrum és a hozzá normált háttér különbségét ábrázolja. A piros vonal szimulációból származó spektrummal történő illesztés eredménye.

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

folyékony hidrogén, így a környező elemeken keletkező háttérrel kaptunk információt. Utóbbi spektrumot az előzőhöz normáltuk, majd kivontuk a kettőt egymásból, melynek az eredménye az alsó panelen figyelhető meg a szimulációból származó spektrummal történő illesztéssel együtt (piros vonal). Egy csúcst azonosítottunk 1089(15) keV energiánál, mely nagy valószínűséggel az egyetlen kötött gerjesztett állapot és az alapállapot közötti átmenetnek felel meg. Ez az érték jól egyezik egy másik mérésből származó γ -energiával (1070(10) keV) [72]. Mivel a szóródott ionokat egy kisméretű, szilíciumokból álló teleszkóppal detektáltuk a fedési szögünk 0° -tól csak $1,7^\circ$ -ig terjedt, melyre $\sigma(0-1,7^\circ)=9,4(12)$ mb hatáskeresztmetszet adódott. Csatolt csatornás analízis segítségével meghatároztuk a δ_H^N deformációs paramétert, amelyre $1,76(15)_{stat}(31)_{sziszt}$ fm-t kaptunk. A szisztematikus bizonytalanság forrása itt is az optikai potenciál és az érzékenységi paraméterek.

Ezt az eredményt kombináltuk az ismert elektromos kvadrupól-momentummal [70], ami a neutronok és protonok hozzájárulásával (Q_n, Q_p) a következőképpen írható fel:

$$Q = \frac{e_n}{e} Q_n + \frac{e_p}{e} Q_p, \quad (3.1)$$

ahol $\frac{Q_n}{Q_p} = \frac{M_n}{M_p}$. A rotációs modellben Q és a neutronokra illetve protonokra vonatkozó deformációs paraméterek (δ_n és δ_p) közötti összefüggés $3/2$ spinű alapállapottal számolva:

$$Q = \frac{3}{5\sqrt{5}\pi} R \left(\frac{e_n}{e} N \delta_n + \frac{e_p}{e} Z \delta_p \right). \quad (3.2)$$

Utóbbi kifejezést és 2.20 összefüggést felhasználva δ_n és δ_p kifejezhető kizárólag az ismeretlen $e'_p = \frac{e_p}{e}$ és $e'_n = \frac{e_n}{e}$ mennyiségekkel:

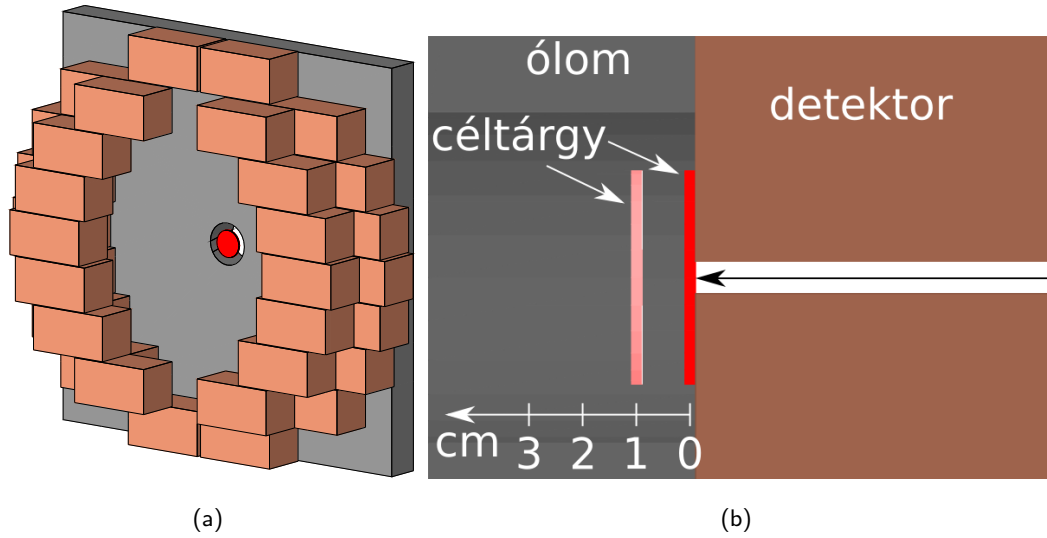
$$\delta_n = \frac{C e'_p - D}{e'_p - \frac{1}{3} e'_n}, \quad (3.3)$$

$$\delta_p = \frac{A - B e'_n}{e'_p - \frac{1}{3} e'_n}, \quad (3.4)$$

ahol A, B, C, D olyan mennyiségek kombinációja, melyek ismertek. Ha azzal a reális feltételezéssel élünk, hogy $\frac{1}{3} e'_n$ sokkal kisebb, mint e'_p , akkor:

$$\delta_n \approx C - \frac{D}{e'_p} = 2,00 - \frac{0,22}{e'_p} \text{ fm}, \quad (3.5)$$

$$\delta_p e'_p \approx A - B e'_n = 1,67 - 4,81 e'_n \text{ fm}. \quad (3.6)$$



3.2. ábra. (a) A ^{16}C atommag első gerjesztett állapotának mérése során használt kísérleti elrendezés, és (b) a céltárgy környékének felülnézeti, kinagyított rajza. Szürkével az ólomárnyékolást, barnával az egyes $\text{Na}(\text{Ti})$ detektorokat, pirossal és rózsaszínnel a céltárgy két pozícióját láthatjuk, a nyíl a bejövő ionnyalábot jelképezi

A protonokra vonatkozó effektív töltés alsó $e_p=1$ határával számolva:

$$\delta_n \approx 1,78 \text{ fm}; \delta_p \approx 1,11 \text{ fm}; e'_n < 0,12; \frac{M_n}{M_p} \approx 4 \quad (3.7)$$

értékek adódnak. Ez a neutronokra vonatkozó, igen kicsi, effektív töltés megegyezik az elektromos kvadrupól-momentum mérés során kapott eredménnyel ($e'_n \approx 0,1$) [70], továbbá a munkánkkal párhuzamosan, ^{12}C céltárgyon elvégzett rugalmatlan szórási hatáskeresztmetszet héjmodellel történő értelmezése során konklúzióként kapott $e'_n \approx 0$ értékkel [72].

3.1.3. Páros szénizotópok

A neutrongazdag bórizotópok elektromos kvadrupól-momentum mérése után elvégzett, $\frac{N}{Z}$ -től függő effektív töltést alkalmazó, mikroszkopikus elméleti számolások [73] nemcsak tökéletesen reprodukálták a kísérleti eredményeket, de rámutattak arra is, hogy a jelenség a szénizotópok között is jelentkezhet. Egy további elméleti munka [74] figyelmünket még inkább a szénizotópok felé irányította. Az antiszimmetrikus molekuláris dinamika

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

(AMD)ⁱⁱ variációs módszerének alkalmazásával arra a következtetésre jutottak, hogy a neutronsám növekedésével a proton- és neutroneloszlás különbözőképpen változik.

Először a stabilitási völgy neutrongazdag oldalán az első egzotikus páros-páros atommagot, a ^{16}C -ot vizsgáltuk több, rugalmatlan szórási kísérletben. Az első gerjesztett állapot élettartamát mértük [EZ-04] a meglökött atommag árnyékolásán alapuló technika [34] segítségével. A kísérleti elrendezés a 3.2. ábrán látható. A szürkével jelzett, 5 cm vastag, 6,2 cm átmérőjű lyukkal rendelkező ólomárnyékolásba helyezett, pirossal jelölt céltárgyban keletkező γ -sugárzást két, gyűrűbe rendezett ($R1, R2$) NaI(Tl) szcintillátorokkal (barna) detektáltuk. A gyűrűk az ionnyaláb irányhoz képest $102^\circ(R2)$ és $121^\circ(R1)$ szögekben, nagyjából 30 cm távolságból észlelték a fotonokat. Az ólomréteg a kibocsátott fotonok intenzitását a kibocsátás helyétől függően más-más mértékben csökkentette. Az $R1$ gyűrű a 0-2,2 cm-es tartományban, míg az $R2$ gyűrű a 0-0,7 cm-es intervallumban látta árnyékolás nélkül a fotonokat. A két rétegben észlelt intenzitásarányból meg lehetett határozni az élettartamot. A mérést a céltárgy két pozíciójában (0 cm és 1 cm) is elvégeztük, melyet a 3.2.(a) ábrán a piros és rózsaszín jelölés mutat. Természetesen az élettartam meghatározásához Monte Carlo szimulációra volt szükség, amit egy ^{22}Na radioaktív forrás segítségével hitelesítettünk. A legnagyobb fejtörést az okozta, hogy a fotonok szögeloszlását nem tudtuk megmérni, ezért csatolt csatornás számolásokból jövő eloszlást használtunk, melyet az optikai potenciált leíró, két különböző paraméterkészlet felhasználásával származtattunk. Azonban később kiderült egy ellenőrző mérés során [75], hogy ezek az eloszlások nem adják vissza a kísérleti adatsort, ezért az élettartamokat is módosítanunk kellett az eredeti $\tau^e(^{16}\text{C})=77(14)_{stat}(19)_{sziszt}$ ps értékről $\tau^m(^{16}\text{C})=34(14)_{stat}(9)_{sziszt}$ ps-ra. A bizonytalanságok első tagja a statisztikus hozzájárulás, a második pedig a szisztematikus, amely az optikai modell paraméterkészletének megválasztásából, a céltárgy és a detektorok pozíciójának, illetve a szögeloszlás illesztésének (a második érték esetén) bizonytalanságából származik. A módosított élettartam $M_p^m(^{16}\text{C})=2,7(6)_{stat}(4)_{sziszt}$ fm² mátrixelemnek felel meg. Az ellenőrző mérés során nemcsak a ^{16}C első gerjesztett állapotának élettartamát mérték meg nagyobb energián (72 MeV/nukleon) rugalmatlan szórási és neutronkilökési (79 MeV/nukleon, $^{18}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{C}$) csatornában, de sikerült az instabilitás felé lépni egyet, és a ^{18}C atommag 2_1^+ állapotának élettartamát is meghatározni, amely a ^{16}C -éhoz köze-

ⁱⁱ az elméleti megközelítés neve angolul Antisymmetrized Molecular Dynamics

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

linek adódott ($\tau(^{18}\text{C})=18,9(9)_{stat}(44)_{sziszt}$ ps, $M_p(^{18}\text{C})=4,6(1)_{stat}(5)_{sziszt}$ fm²). Ezzel párhuzamosan egy másik intézetben is megmérték az élettartamot ^{16}C -ra, amely $\tau^u(^{16}\text{C})=11,7(20)_{stat}$ ps-nak adódott, ami $M_p^u(^{16}\text{C})=4,5(4)_{stat}$ fm²-nek felel meg. Továbbá ugyanebben az intézetben 2012-ben a ^{18}C első gerjesztett állapotának élettartamát is meghatározták ($\tau^u(^{18}\text{C})=22,4(9)_{stat}(+33-22)_{sziszt}$ ps) [76], megerősítve a korábban mért értéket.

$M_n(^{16}\text{C})$ megállapításának érdekében megmértük a 2_1^+ állapot populálásának hatáskeresztmetszetét egyrészt hidrogén [EZ-12], másrészt pedig ólom céltárggyal [EZ-03, EZ-14]. Utóbbi esetben elegendő statisztika állt rendelkezésre ahhoz is, hogy a rugalmatlanul szóródott ionok szögeloszlását is rögzítsük. A protonokra és neutronokra vonatkozó mátrixelemeket a 2. fejezetben ismertetett módon párhuzamosan származtatuk úgy, hogy a kísérleti hatáskeresztmetszetekhez (Pb=ólom, H=hidrogén) igazítottuk a csatolt csatornás számolásokban szereplő deformációs paramétereket (δ_λ^N , δ_λ^{Ciii}), melyeket a protonok és neutronok sűrűségeloszlásának deformációs paramétereivel (δ_n , δ_p) a következő összefüggéseken keresztül írhatunk le:

$$\delta_H^C = \delta_{Pb}^C = \delta_p \quad (3.8)$$

$$(Zb_p^H + Nb_n^H)\delta_H^N = Nb_n^H\delta_n + Zb_p^H\delta_p, \quad (3.9)$$

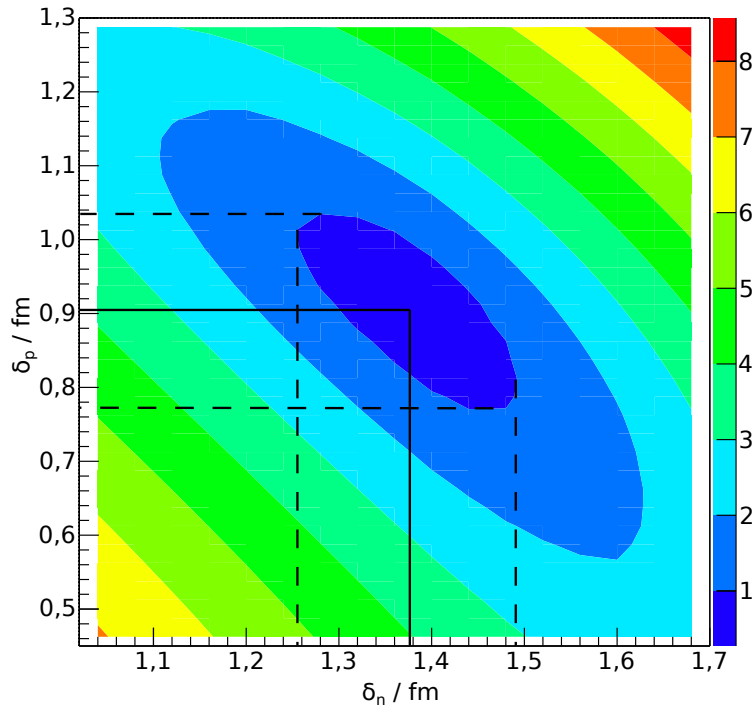
$$(Zb_p^{Pb} + Nb_n^{Pb})\delta_{Pb}^N = Nb_n^{Pb}\delta_n + Zb_p^{Pb}\delta_p, \quad (3.10)$$

ahol b_i -k a már tárgyalt érzékenységi paraméterek és felső indexük az adott céltárgyra (szondára) utal. A gyakorlatban egy minimalizációs eljárást követtünk, azaz különböző (δ_n, δ_p) párokkal kiszámoltuk a kísérleti és elméleti hatáskeresztmetszetek eltéréséből adódó redukált χ^2 értékeket, amiből származó kétdimenziós diagramról (3.3. ábra) az eredmény a bizonytalanságokkal együtt leolvasható volt ($\delta_n=1,37(12)_{stat}$ fm, $\delta_p=0,90(13)_{stat}$ fm). Ezek a deformációs paraméterek $M_n=9,9(9)_{stat}(7)_{sziszt}$ fm² és $M_p=3,9(6)_{stat}(6)_{sziszt}$ fm² mátrixelemeknek felelnek meg, melyek közül az utóbbi jó egyezést mutat az élettartam mérésekből származó értékekkel. A szisztematikus bizonytalanság főként az optikai potenciált leíró paraméterkészlet megválasztásából ered.

Az ólom céltárggyal felvett szögeloszlás analízisével M_n és M_p mátrixelemeket a hidrogén céltárggyal mért hatáskeresztmetszet felhasználása nélkül is meghatároztuk [EZ-03], de kiderítettük, hogy a szisztematikus bizonytalanságot alulbecsültük. Az eloszlás egyes

ⁱⁱⁱ λ indexet a továbbiakban elhagyom az egyszerűség kedvéért

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol



3.3. ábra. A ^{16}C atommag rugalmatlan szórási hatáskeresztmetszeteinek illesztése során kapott redukált χ^2 értékek δ_n és δ_p függvényében.

pontjainak relatív bizonytalanságát az eredeti, átlagos 8,3%-ról 11,7%-ra növelve a bemutatott, csak a hatáskeresztmetszeteken alapuló kiértékelésből kapott deformációs paraméterpárral le tudtuk írni a szögeloszlást.

Összegzőképpen megállapíthatjuk, hogy a kísérleti eredmények arra a konszenzusra vezettek, hogy a redukált átmeneti erősség a neutrongazdag ^{16}C és ^{18}C atommagokban nagyjából $B(E2)(^{16,18}\text{C})=10\text{-}20\text{ e}^2\text{fm}^4$, illetve $\frac{M_n}{M_p}(^{16}\text{C})$ jelentősen meghaladja az $\frac{N}{Z}$ értéket. A kísérleti $B(E2)(^{16,18}\text{C})$ a ^{14}C atommagban meghatározott erősséghez ($18,7(20)\text{ e}^2\text{fm}^4$ [77]) közeli, ami meglepő, hisz a Grodzins-szabályon [78] alapuló globális illesztésből [77] legalább négyszer akkora értéket ($\approx 80\text{ e}^2\text{fm}^4$) vártunk volna. Mielőtt a jelenség elméleti értelmezésére rátérnék, érdemes a ^{20}C atommagra kapott kísérleti eredményeket áttekinteni.

Folyékony hidrogén és ólom céltárgyak felhasználásával γ -spektrumokat vettünk fel a rugalmatlan szórási csatornában [EZ-16]. Mindkét spektrumban egy-egy csúcsot észleltünk rendre 1614(11) keV és 1631(37) keV energiánál. Ezek az értékek összhangban

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

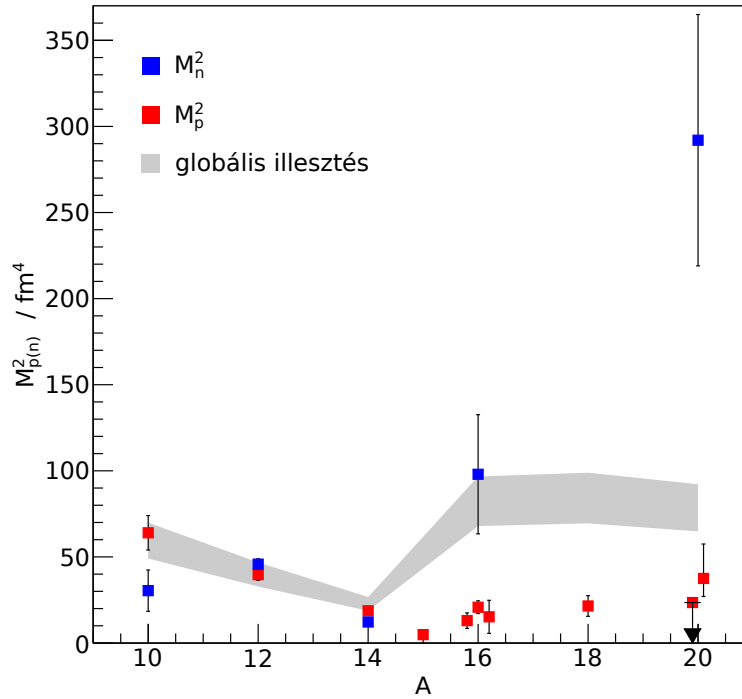
vannak egymással és az egyetlen korábbi mérésben meghatározottal (1588(20) keV) [79]. Más csúcsra utaló jelet az adatokat nem mutattak, azaz a ^{20}C atommag valószínűleg egy kötött gerjesztett állapottal rendelkezik. A hatáskeresztmetszetek $\sigma(H)=24(4)$ mb-nak és $\sigma(Pb)=35(8)$ mb-nak adódtak a két céltárggyal, melyek felhasználásával a tárgyalt minimalizációs eljárás után $\delta_n=1,57(14)_{stat}(6)_{sziszt}$ fm és $\delta_p=0,60(32)_{stat}(18)_{sziszt}$ fm deformációs paramétereket kaptunk fenomenologikus potenciálok alkalmazásával. Ezek az értékek $M_n^2=292(52)_{stat}(21)_{sziszt}$ fm⁴, illetve $M_p^2=B(E2)/e^2<18,4_{stat}+5,1_{sziszt}$ fm⁴ mátrixelemeknek felelnek meg. A szisztematikus bizonytalanság itt is legfőképpen az optikai potenciál paraméterkészletének megválasztásából és az érzékenységi paraméterek bizonytalanságából származik. Utóbbit úgy becsültük meg, hogy a protonokra vonatkozó $\frac{b_n}{b_p}$ arányt 20 %-kal megváltoztattuk és megnéztük, hogy ez milyen eltérést okoz a kimenő adatokban.

A fenomenologikus megközelítést kiegészítettük mikroszkopikus, csatolt csatornás analízissel is, melynek során a potenciált úgy származtattuk, hogy az *AMD* átmeneti sűrűségekkel [80] átlagoltuk az úgynevezett *JLM* kölcsönhatást [81] hidrogén céltárgy esetén, míg az ólomnál a *DDM3Y* kölcsönhatást [82] alkalmaztuk úgy, hogy a potenciál képzetes részét a valós rész geometriai formájából hoztuk létre egy renormalizációs paraméter felhasználásával. Így $M_p^2=24,6$ fm⁴ és $M_n^2=250$ fm⁴ értékeket kaptunk a számolásokból, amelyek jól egyeznek a fenomenologikus kiértékelés eredményével.

A 3.4. diagramon a ^{16}C és a ^{20}C atommagokra kapott eredményeinket ábrázoltam az irodalomból [75, 77, 83, 84, 85] vett kísérletileg meghatározott, szénizotópokra vonatkozó mátrixelemekkel együtt. A ^{20}C atommag esetén a másik M_p^2 érték egy, kísérletünk után elvégzett, élettartam mérésből származik [86]. A szürke sáv a már említett Grodzins-szabályon alapuló globális illesztést jelöli. Látható, hogy a mátrixelemek mind egymással, mind pedig a globális illesztéssel jól korrelálnak az $N=8$ -as pontig, ahol az értékek szétválnak. M_p^2 gyakorlatilag konstans marad a neutronszám növekedésével, míg M_n^2 gyorsan növekszik. Természetesen utóbbi jelenség részben az erős neutrontöbbletnek tudható be, hisz M_n^2 N^2 -tel egyenesen arányos. Ha M_n^2 -et $\left(\frac{N}{Z}\right)^2$ tényezővel normáljuk, a globális illesztéshez közeli értékeket kapunk, de M_p^2 alárendeltsége M_n^2 -tel szemben megmarad. A neutronoknak az első gerjesztett állapotba történő átmenetben betöltött domináns szerepét az effektív töltések csökkentésével tudtuk megmagyarázni.

Ehhez héjmodell számolásokat végeztünk, melyek során a hullámfüggvényeket és a

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

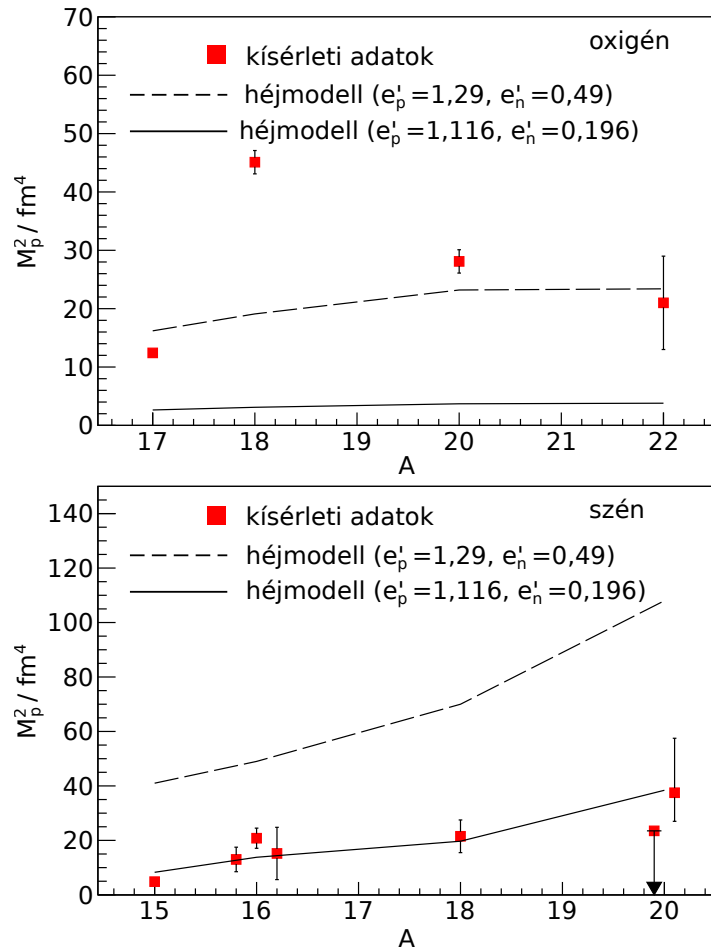


3.4. ábra. Szénizotópokra, kísérletileg meghatározott mátrixelemek a tömegszám függvényében és a globális illesztésből várt értékek.

többrészecskes $E2$ amplitúdókat a WBP kölcsönhatás [87] és olyan modellről felhasználásával kaptuk, mely a protonokra a p -héjat, a neutronokra pedig az sd -héjat tartalmazta. A mátrixelemeket úgy határoztuk meg, hogy a többrészecskes amplitúdókat az egyrészecske $E2$ mátrixelemekkel kombináltuk, melyeket az SKX Skyrme-kölcsönhatás [88] alkalmazásával származtattunk. Az eredményeket a 3.5. ábrán szemléltetem, amely az oxigénizotópokkal történő összehasonlítást is tartalmazza. Az adott tömegtartományban megszokott effektív töltések használatával, ahogyan arra már korábban is utaltam, a kísérleti értékek jó egyezést mutattak az elméleti görbével az oxigénizotópokra, kivéve a 18-as tömegszámnál, ahol 4-részecske-2-lyuk gerjesztéseket is figyelembe kell venni [89]. Azonban a szénizotópok esetén csak jelentősen csökkentett effektív töltések használatával tudtuk a kísérleti eredményeket megmagyarázni úgy, hogy közben a számolt M_n^2 értékek (^{16}C : 139 fm⁴, ^{20}C : 260 fm⁴) is nagyjából egyeztek a kísérletiekkel (^{16}C : 98(17)_{stat}(18)_{sziszt} fm⁴, ^{20}C : 292(52)_{stat}(21)_{sziszt} fm⁴).

Mind a ^{17}B , mind pedig a páros neutrongazdag szénizotópok esetén a jelenséget

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol



3.5. ábra. Kísérleti és elméleti M_p^2 értékek oxigén- és szénizotópokra. Páros atommagokra az átmenetek 0^+ és 2^+ , míg páratlanokra $5/2^+$ és $1/2^+$ állapotok közöttiek.

a valencianeutronok és az atommagtörzs közötti csatolás jelentős gyengüléseként értelmeztük, ami arra utal, hogy a valencianeutronok idejük jó részét a törzstől távol töltik, attól lényegében függetlenül mozognak. Továbbá, a mátrixelemek nagysága azt mutatja, hogy az oxigénizotópok körében tapasztalt $N=14$ -es héjzáródás a szénizotópoknál már nem mutatkozik, amire utaló jel volt a ^{20}C alacsony energiájú első gerjesztett állapota [79]. Eredményeink nagy visszhangra találtak, sok új kísérletet és elméleti munkát inspirálva. Értelmezésünkkel összhangban a közelmúltban sikerült kimutatni, hogy a ^{17}B vastag (0,51(11) fm) neutronbőrrel rendelkezik [90]. Ugyancsak nemrégén protonkiütéses ($^{17}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{C}$) magreakció hatáskeresztmetszetének analízise során felfedték, hogy a

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

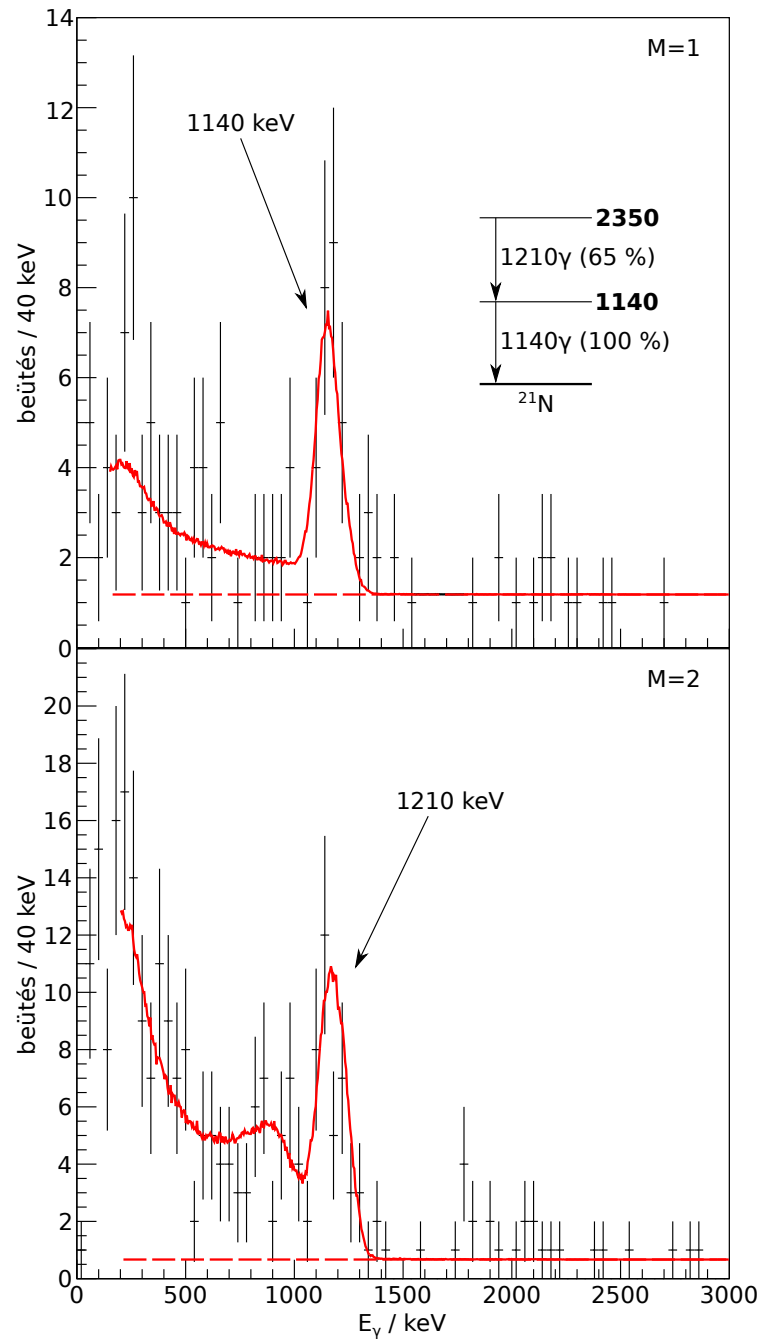
$^{16}\text{C } 2_1^+$ állapotának kialakításában a protonok amplitúdója igen kicsi [91], ami tökéletes összhangban van az általunk hangsúlyozott neutronok dominálta gerjesztéssel. Továbbá a $^{15}\text{C(d,p)}^{16}\text{C}$ részecskeátadási magreakció során populált gerjesztett állapotok hatás-keresztmetszetének szögeloszlását a héjmodell számítások reprodukálni tudták [92] az általunk alkalmazott, csökkentett effektív töltések alkalmazásával [EZ-16]. Az elméleti szakemberek is számos megközelítésben (*AMD* [80], törzzsel rendelkező [93, 94] és törzs nélküli héjmodell [95], háromrészecske modell [96]) tárgyalták a szénizotópok körében tapasztalt kísérleti eredményeket és több munka sikeresen reprodukálta ezeket. A törzzsel rendelkező héjmodell számítások a miénkhez hasonló, redukált, effektív töltések használatának szükségességére jutottak.

3.1.4. Az átmenetet képező ^{21}N

Méréseink megerősítették tehát, hogy a neutrongazdag oxigénizotópok között a 14-es neutronszámnál alhéjzáródás következik be, de a szénizotópoknál ez már nem jelentkezik. Ezért hidrogén és ólom céltárgyak felhasználásával végzett rugalmatlan szórási hatáskeresztmetszetek kiértékelésével a 14 neutronnal rendelkező, ^{22}O és ^{20}C atommagok között elhelyezkedő ^{21}N atommagot is megvizsgáltuk, hogy feltárjuk a 14-es alhéjzáródás változását [EZ-17].

Az analízis nehézsége az volt, hogy a két legerősebb csúcs energiája nagyon közeli volt (1177(7) keV és 1228(29) keV), ahogyan azt egy korábbi kísérletben meghatároztuk [97]. Koincidenciamérésből az az információ is rendelkezésünkre állt, hogy ezek az átmenetek egy kaszkádot alkotnak, melyben az alacsonyabb energiájú helyezkedik el alul, összekötve az első gerjesztett állapotot az alapállapottal. Így a γ -sugárzást észlelő DALI2 rendszer találati gyakoriságának (M) feltételhez kötésével két spektrumot ($M=1$ és $M=2$) is létre tudtunk hozni, melyeket párhuzamosan analizáltunk (3.6. ábra). Az $M=2$ spektrum esetén biztosak lehettünk abban, hogy a kaszkád felsőbb tagját látjuk, hisz ennek megjelenése mindig együtt jár az alsóval. Meg kell azonban jegyezni, hogy kettes multiplicitás akkor is jelentkezhet, ha a felsőbb tagot nem az alsóval koincidenciában látjuk két detektorban, hanem az alsó helyett egy háttérsugárzást észlelünk, de ennek a valószínűsége elhanyagolható. Az $M=1$ spektrumban pedig a domináns csúcs természetesen a kaszkád alsó tagjához tartozó átmenet. Ennek alapján a csúcsok energiájára 1140(30) keV és 1210(33) keV adódott, melyek jó egyezést mutatnak a korábbi

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol



3.6. ábra. A $^1\text{H}(^{21}\text{N}, ^{21}\text{N})$ csatornában rögzített, Doppler-korrigált γ -spektrumok $M=1$ (felső) és $M=2$ feltétellel. A folytonos vonal a szimulációból kapott spektrum, melyhez a szaggatott vonallal jelölt háttér hozzá van adva.

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

eredményekkel. Ezután a kaszkád két tagjának intenzitásarányát addig változtattuk a szimulációban, míg a két kísérleti adatsor szimulációból származó spektrumokkal történő illesztése során minimális eltérést nem kaptunk. Ebből a relatív intenzitásokra $I_\gamma(1140)=100(10)\%$ és $I_\gamma(1210)=65(6)\%$ értékek adódtak. A szokásos csatolt csatornás kiértékelés $M_n^2=110(12)_{stat} \text{ fm}^4$, $M_p^2=28(9)_{stat} \text{ fm}^4$ és $\frac{M_n}{M_p}=2,0(3)$ értékeket eredményezett héjmodell számolásokból származó spin/paritás értékeket feltételezve [97]. A mátrixelemek aránya $\frac{N}{Z}$ -vel egyezik meg, ami az átmenet izoskalár jellegét mutatja. Gyenge csatolású közelítésben a ^{21}N alacsony energiájú átmeneteihez tartozó erősségek összegének a szomszédos, páros, zárt héjú ^{22}O atommag $B(E2, 0 \rightarrow 2)$ értékével kell megegyeznie amennyiben a törzspolarizáció elhanyagolható. Feltételezve, hogy a ^{21}N két állapotát azonos mértékben gerjesztjük, hisz konfigurációjuk azonos ($\pi p_{1/2} \oplus 2^+$), az összeg $\approx 56 \text{ e}^2\text{fm}^4$, ami legalább kétszer akkora, mint az ^{22}O -ben mért $B(E2, 0 \rightarrow 2)$ érték ($21(8) \text{ e}^2\text{fm}^4$). Azaz a ^{21}N törzse képlékenyebb, tehát átmenetet képez az oxigén- és szénizotópok között az $N=14$ -es vonal mentén, ami egybevág a 14-es héjköz ^{22}O -ben tapasztalathoz képesti 1,2 MeV-es csökkenésével [97].

3.1.5. Neutronkilökési reakciók

Érdemes megemlíteni, hogy mind a ^{17}B , mind pedig a ^{21}N atommag vizsgálata során a neutronkilökési reakciócsatornák analizisével értékes spektroszkópai információt nyerünk az addig kevésbé ismert ^{14}B , ^{15}B és ^{19}N atommagokról [EZ-08, EZ-17]. A ^{15}B esetén meghatároztuk az első gerjesztett állapot energiáját (1336(10) keV), amely jó egyezést mutatott az egyetlen korábbi mérésből származó értékkel (1327(12) keV) [98]. A ^{14}B atommag első gerjesztett állapotának energiáját elsőként egy korai mérésben 740(40) keV-nek mérték részecske-detektálás alkalmazásával [99]. γ -spektroszkópai módszerek azonban arra utaltak, hogy ez az energia jóval kisebb: 654(5) keV [98]. Méréseink az utóbbi eredményt erősítették meg, hisz mi is egy csúcsot észleltünk 654(9) keV energián. A ^{19}N -re pedig két átmenetet azonosítottunk 529(21) keV és 1137(26) keV energiáknál, melyek szintén egybevágtak a cikkünk megjelenéséig elérhető, kísérleti eredményekkel (532(2) keV, 1141(3) keV) [97].

3.1.6. Páratlan szénizotópok

A páratlan neutrongazdag szénizotópok közül a ^{19}C atommag a kilencvenes évek végén az érdeklődés középpontjába került, mivel a neutronkilökési reakcióban keletkező ^{18}C magtörzs longitudinális és párhuzamos lendületeloszlásának analízise arra utalt, hogy rátaláltak a következő, legnehezebb, ritkaságszámba menő, neutronglóriával rendelkező atommagra [100, 101]. Kölcsönhatási és Coulomb-felhasadási hatáskeresztmetszet mérések [9, 102] ugyanerre a következtetésre jutottak, azonban az adatok értelmezése során nem sikerült egyértelműen megállapítani a ^{19}C alapállapotának spin/paritását, melyre $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ lehetőségek adódtak [103]. A legvalószínűbbnek az $1/2^+$ tűnt, amit héjmodell számolások is támogattak [87, 104]. Ekkoriban a gerjesztett állapotokról még semmit sem lehetett tudni. A héjmodell [87, 104] azt jósolta, hogy a két alacsonyan fekvő állapot közül az egyik ($5/2^+$, 190 keV) élettartama nagyon hosszú (1,2 μs). A másik előre jelzett állapot ($3/2^+$, 625 keV) nem tűnt kötöttnek a neutronleválasztási energiáról ($S_n=160(110)$ keV) meglehetősen nagy bizonytalansággal rendelkezésre álló információ alapján [105].

Több kísérletet végeztünk el, hogy a ^{19}C gerjesztett állapotainak szerkezetét jobban megismerjük. Hidrogén céltárgyon végzett rugalmatlan szórási illetve neutronkilökési magreakciókban vizsgáltuk a kibocsátott γ -sugárzást [EZ-06, EZ-07, EZ-23]. Azonban nemcsak az eddigiekben már sokat emlegetett DALI2 rendszert alkalmaztuk, hanem lehetséges izomer állapotok bomlására utaló, késleltetett fotonokra is vadásztunk négy nagytisztaságú germániumból készült Clover detektor^{iv} segítségével, melyeket az ionok megállítására és azonosítására használt félvezető szilícium teleszkóp köré helyeztünk el. Rendszerünket úgy optimalizáltuk, hogy a héjmodell által várt μs -os tartományban képesek legyünk izomer állapotokat feltárni, azonban ilyenre utaló jelet nem találtunk. A késleltetés nélkül kibocsátott, DALI2 által felvett γ -spektrumban két csúcsot azonosítottunk 72(4) keV és 197(6) keV energiáknál a rugalmatlan szórási csatornában, azonban a $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C}$ neutronkilökési reakcióban csak a nagyobb energiájú csúcs volt egyértelműen észlelhető a háttér felett $M=1$ feltétellel 198(10) keV energiánál. Az általunk kapott, nagyobb energiaértékek megegyeznek az egyetlen korábbi mérésből származó 201(15) keV-vel [106].

A késleltetés nélküli spektrumban látott két csúcs közül valószínűleg egyik sem tar-

^{iv}a 4. fejezetben részletesen tárgyalom majd

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

tozik az $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ átmenethez. Ezt a kijelentést a szintén neutrongazdag páratlan ^{15}C atommag példáját alapul véve tehetjük, ahol a 2,6 ns felezési idejű, első gerjesztett állapot 740 keV energiájú foton kibocsátása közben bomlik $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ átmenettel. Ezt a felezési időt a 2.6. összefüggés alapján E_γ^5 faktossal átskálázva legalább a μs -s tartományba eső felezési időket kapunk még akkor is, ha nagyságrendekkel erősebb átmenetet feltételezünk. Ezért a két fotont egy kaszkád bomlás két tagjaként azonosítottuk, ahol az első gerjesztett állapot 197 keV-nél, míg a második $197+72=269$ keV-nél található. Feltételezve, hogy a ^{19}C atommag alapállapotának spin/paritása $1/2^+$, a két gerjesztett állapothoz rendre a héjmodell által jósolt $3/2^+$ és $5/2^+$ spin/paritás értékeket rendelünk. A később elvégzett neutronkilökési reakcióban azonban kísérletileg nem tudtuk kimutatni a 72 keV-es átmenetet, csak a nagyobb energiájút, melyet az adatok szerint $\sigma=4,54(76)$ mb hatáskeresztmetszettel hoztunk létre. Az irodalomban található két, bármely állapotba történő (inkluzív) neutronkilökési hatáskeresztmetszet mérés jelentős eltérést mutat egymástól: 22(8) mb [107] és 58(5) mb [108]. Abban azonban mindkét munka megegyezik, hogy elméleti számolásaik szerint nagy hatáskeresztmetszetek várhatóak az $1/2^+$ -nak feltételezett alapállapotba (50-60 mb) és az $5/2^+$ gerjesztett állapotba (75-110 mb) történő bomlás során, míg a $3/2^+$ populálása meglehetősen kis valószínűségű (4-7 mb). Ez az utóbbi érték jól egyezik az általunk mért hatáskeresztmetszettel, ezért a γ -spektrumban észlelt nagy energiájú átmenethez a $3/2^+$ spin/paritás értéket rendelhetjük. Ez összeegyeztethető az inkluzív, kísérleti 58(5) mb hatáskeresztmetszettel és a számolt, $1/2^+$ és $3/2^+$ spin/paritású állapotokba történő bomlások hatáskeresztmetszeteinek összegével ((50-60) mb+(4-7) mb). Azonban ennek alapján egy kötött $5/2^+$ állapot jelenlétét nagy valószínűséggel kizárhatjuk, ami azt jelenti, hogy a rugalmatlan szórás kísérletünk nagyobb energiájú állapotának spin/paritására és a csatolt csatornás számolásainkra vonatkozó következtetéseket felül kellett bírálnunk. Valóban, nemrég egy nem kötött nívót találtak a ^{19}C atommagban, melyet az első $5/2^+$ állapotként azonosítottak [109], illetve egy 2015-ös munkában [110] pedig nagytisztaságú germánium detektorok segítségével pontosan megmérték a $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ átmenet energiáját, amely 209(2) keV-nek adódott, ami jó egyezést mutat az általunk mért értékekkel.

A ^{19}C atommag szerkezetének feltárására irányuló kísérletek melléktermékeként hasznos információt nyertünk a ^{17}C atommagról is mind a rugalmatlan szórás, mind pedig a két neutron kilökésével járó csatornában. Az utóbbi esetben két csúcsot sikerült azono-

sítani 210(4) keV és 331(6) keV energiánál, és statisztika lehetővé tette, hogy a $\gamma\gamma$ koincidenca spektrumok alapján kijelenthessük: a két átmenet egy-egy gerjesztett állapotot köt össze az alapállapottal. A neutronkilökési csatornában csak a nagyobb energiájú csúcs látszik a háttér fölött, amelyet már korábban is észleltek fragmentációs reakcióban [106]. Ebben a kísérletben is láttak utalást egy másik átmenetre, de a mi kísérletünk adta az első egyértelmű bizonyítékot erre. A két állapotot körülbelül ugyanolyan hatáskeresztmetszettel populáltuk a neutronkilökési reakcióban (37 mb és 33 mb), azonban a rugalmatlan szórásban megfigyelt jelentős különbség arra utal, hogy az alapállapot és az első gerjesztett állapot közötti átmenet igen gyenge. A ^{17}C atommag alapállapotának spin/paritása $3/2^+$ [111], amely a $d_{5/2}^3$ és $[d_{5/2}^2]_2 \oplus s_{1/2}$ neutron konfigurációk keverékéből állhat össze. Egylépéses gerjesztés (részecske-lyuk) a $[d_{5/2}^3]_{3/2}$ és a $[d_{5/2}^2]_0 \oplus s_{1/2}$ állapotok között nem lehetséges, ezért a rugalmatlan szórási csatornában az alacsony energiájú állapot gerjesztésében tapasztalt lecsökkent hatáskeresztmetszet arra utal, hogy ennek az állapotnak $1/2^+$ a spin/paritása, mely kis mértékben $[d_{5/2}^3]_{1/2}$ komponenst is tartalmaz.

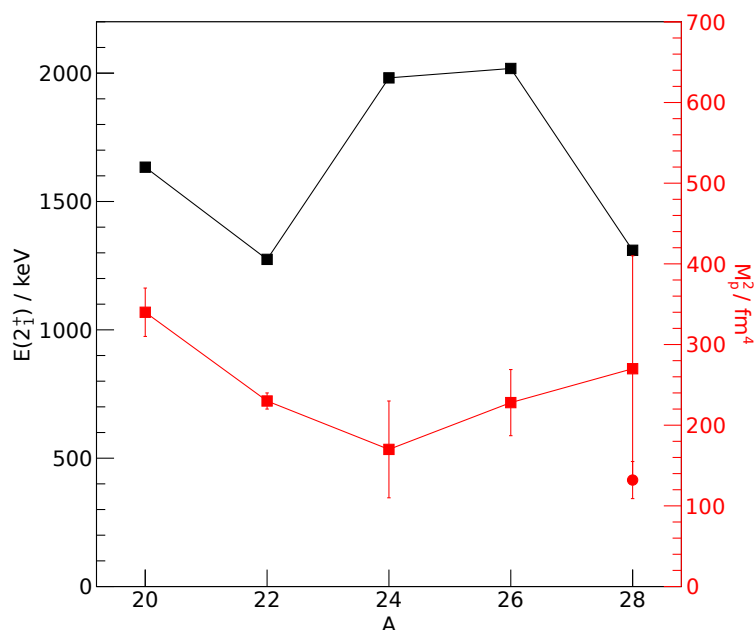
3.2. Nukleoneloszlás az inverziószigeten és környékén^v

A 20-as neutrons szám mágikusságának megszűnése és ezzel együtt az inverziósziget illetve a 16-os héjzáródás megjelenése, amit néhány neutrongazdag atommag kísérleti vizsgálatakor tapasztaltak, komoly érdeklődést váltott ki mind az elméleti, mind pedig a kísérleti oldalon a kétezres évek elején, ami a mai napig tart. Ebbe a munkába nagy lelkesedéssel vetettük bele magunkat mi is annak idején, hogy hozzájáruljunk a sziget határainak feltérképezéséhez, a neutronok és protonok alacsony energiájú gerjesztésekben betöltött szerepének feltárásához.

Ahogy az 1. fejezetben is tárgyaltam, kutatásaink kezdetén már rendelkezésre állt egy olyan elméleti megközelítés [15, 16], amely az eredetileg kilenc tagból állónak gondolt inverziószigetet [14] kiterjedtebbnek találta. A neutronok és protonok rendhagyó viselkedésével kapcsolatban egyetlen kísérleti tanulmány volt elérhető, mely arra utalt, hogy a ^{30}Mg és ^{32}Mg atommagokban a kétfajta nukleon jól korrelált [20]. Azonban elméleti számítások arra engedtek következtetni, hogy ettől eltérő is lehet a helyzet más atommagokban [18, 19]. Ezen túl már ekkor felmerült, hogy a neutronglóriával

^vAz alfejezet a következő tanulmányokon alapul: [EZ-10, EZ-13, EZ-21]

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

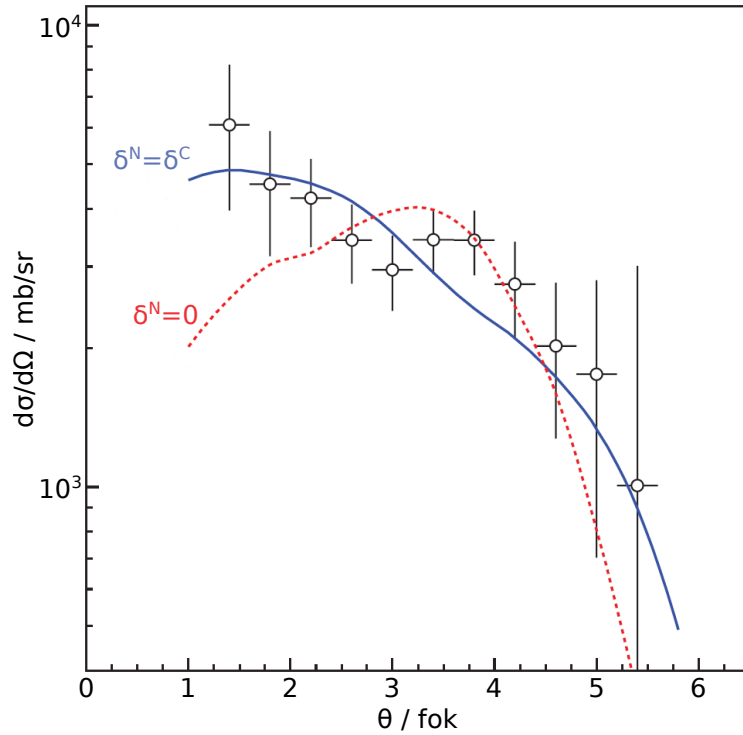


3.7. ábra. A neutrongazdag neonizotópok első gerjesztett állapotának energiája (fekete vonal) és a protonokra vonatkozó átmeneti mátrixeleme (piros vonal) [77, 112].

rendelkező atommagok valencianeutronjainak gyenge kötése jelentősen hozzájárulhat a héjzáródások megszűnéséhez [21]. Ezért többnyire hidrogén céltárgyon végzett rugalmatlan szórás kísérletek során tanulmányoztuk a neutronelhullatási vonal közelében a kísérleti eszközökkel akkoriban elérhető $^{26,28,30}\text{Ne}$, $^{30,31}\text{Na}$ és $^{33,34,36}\text{Mg}$ atommagokat γ -spektroszkópiai módszerrel.

3.2.1. Páros neonizotópok

Munkánk kezdetekor a neonizotópok körében az első gerjesztett állapot energiájának változásából a neutronoknál fellépő 16-os héjzáródás jelenlétére lehetett következtetni a 3.7. ábrán látható diagram 26-os tömegszámnál jelentkező maximumából (fekete vonal). Azonban a rendelkezésre álló nagy kísérleti bizonytalanságokkal terhelt adatok alapján (piros négyzetek) [77] az átmenet erőssége a 24-es tömegszámnál mutatott minimumot. Egy 2005-ben született publikáció tovább komplikálta a helyzetet, hiszen arra mutatott rá, hogy a ^{28}Ne -ben az átmenet erőssége jóval kisebb (piros kör) a korábban mért kísérleti értéknél [112]. Így az $N=16$ -os héjzáródás léte megkérdője-



3.8. ábra. Az ólom céltárgyon a 2_1^+ állapotba rugalmatlanul szóródott ^{26}Ne atommagok szögeloszlása és a csatolt csatornás számolások eredménye azonos nukleáris (δ^N) és Coulomb (δ^C) deformációs paraméterekkel illetve $\delta^N=0$ feltétellel

leződött. Továbbá az egyetlen, hidrogén céltárgy felhasználásával a ^{30}Ne atommagon végzett mérés bizonytalansága olyan nagy volt ($\sigma(0^+ \rightarrow 2_1^+) = 30(18)$ mb) [113], hogy az átmenet erősségének a tömegszám növekedésével történő változását leíró görbe menetére nem lehetett következtetéseket levonni. Ezért ólom céltárgy felhasználásával megmértük a ^{26}Ne atommag rugalmatlan szórásának hatáskeresztmetszetét, és a szögeloszlás analízise során meghatároztuk a neutronokra és protonokra vonatkozó mátrixelemeket. A γ -spektrumban és $\gamma\gamma$ -koincidencia kiértékelésével két csúcst azonosítottunk 2022(62) keV-nél és 1683(60) keV-nél, melyek energiájuk alapján két korábban ismert állapot (2_1^+ 2018,28(10) keV-nél és 0_2^+ 3691,3(4) keV-nél) [114] közötti átmeneteknek felelnek meg. A hatáskeresztmetszetek pedig rendre 68(8) mb-nak és 7(4) mb-nak adódtak.

A kísérleti szögeloszlást és a csatolt csatornás számolásokat a 3.8. ábrán láthat-

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

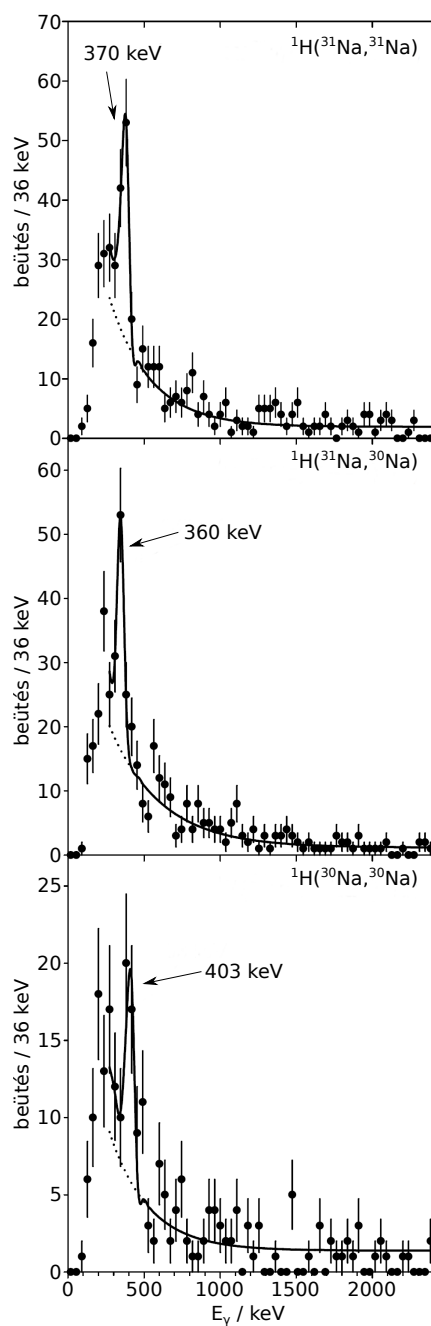
juk. Egyértelmű, hogy a korábbi mérés [115] analízise során alkalmazott $\delta^N=0$ feltétel nem alkalmas a szögeloszlás leírására, viszont a $\delta^N=\delta^C$ feltétellel kapott görbe tökéletesen illeszkedik a kísérleti adatokra. Ennek következményeként az általunk kapott $M_p^2=141(18) \text{ fm}^4$ jóval kisebb volt mint az addig elfogadott $228(41) \text{ fm}^4$. Ez az érték a ^{28}Ne atommagéval ($132(23) \text{ e}^2\text{fm}^4$ [112]) egyezik meg, mely összhangban van az 26-os tömegszámnál mért legnagyobb energiájú első gerjesztett állapottal és a 16-os héjzáródással.

Ezen túl a második gerjesztett állapothoz tartozó hatáskeresztmetszet számolások jó egyezést mutattak a kísérleti értékkel ha az állapot spin/paritására 2_2^+ feltételezéssel élünk, amit az újabb héjmodell számolások [64, 116] is támogatnak, ellentétben a korábbi 0_2^+ hozzárendeléssel. Ezért ennek a spin/paritás értéknek a felülvizsgálatát javasoltuk, hisz az a β -bomlásból származó adatoknak [114] sem mondott ellent.

Még egy lépést téve a neutronelhullatási vonal felé, a ^{28}Ne atommag esetén hidrogén céltárgy felhasználásával felvettük a rugalmatlan szórási csatornához tartozó γ -spektrumot, melyben három csúcsot detektáltunk $871(21) \text{ keV}$, $1303(+9-7) \text{ keV}$ és $1694(+17-15) \text{ keV}$ energiáknál. Ezek az átmenetek egy kaszkádot alkotnak, melyet korábban egy mérésben már azonosítottak [117]. A három állapot gerjesztésének hatáskeresztmetszetére $23(2) \text{ mb}$, $4(1) \text{ mb}$ és $3(1) \text{ mb}$ adódott. Ebből a csatolt csatornás analízis eredményeként pedig $\delta^N=1,33(6)_{stat}(5)_{sziszt} \text{ fm}$ deformációs paramétert kaptunk, melyet az irodalomból vett $\delta^C=1,32(11) \text{ fm}$ értékkel összehasonlítva kijelenthetjük, hogy a neutronok és protonok hozzájárulása az első gerjesztett állapotba történő átmenethez megegyezik.

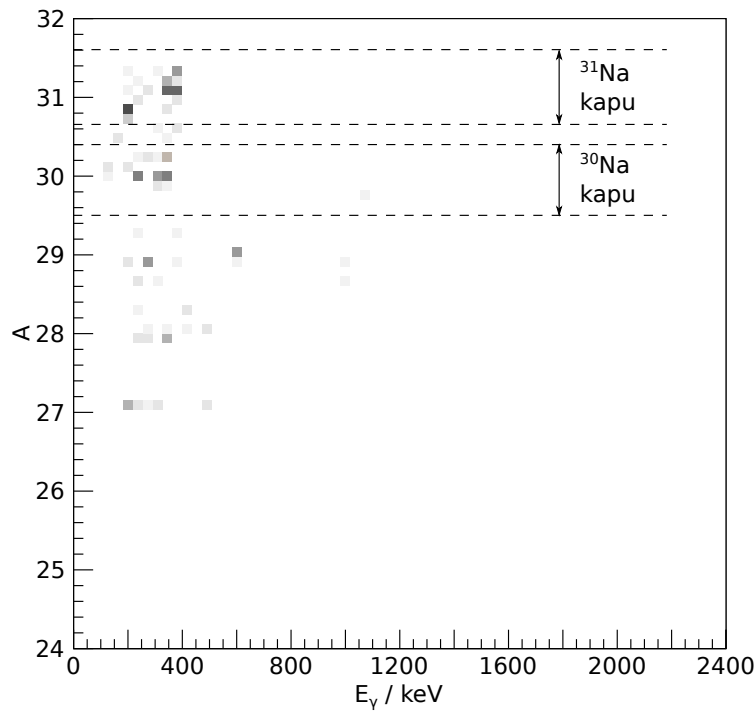
A ^{30}Ne atommag esetén a γ -spektrumban csak egy csúcsot láttunk a háttér fölött $800(7) \text{ keV}$ energiánál, mely az első gerjesztett állapotot köti össze az alapállapottal. Ez a korábbi mérésekkel [113, 118] konzisztens, azonban az egyik kísérletben [119] látott, az első gerjesztett állapotra bomló 2235 keV -es állapot létét nem tudtuk megerősíteni. A hatáskeresztmetszet $37(4) \text{ mb}$ értékéből δ^N -re $1,59(+8-9)_{stat}(7)_{sziszt} \text{ fm}$ értéket kaptunk. Sajnos sem élettartam, sem pedig másik céltárggyal végzett kísérlet nem volt lehetséges az alacsony nyalábintenzitás miatt, azonban a ^{28}Ne példáját szem előtt tartva, azzal a feltétellel élve, hogy $\delta^N=\delta^C$, $M_p^2=200(20)_{stat}(18)_{sziszt} \text{ fm}^4$ értéket kapunk, ami jelentősen nagyobb annál, mint amit a ^{28}Ne és a ^{26}Ne esetén meghatároztunk, így ez is a 16-os héjzáródás jelenlétére utal a neonizotópok között.

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol



3.9. ábra. $^1\text{H}(^{31}\text{Na}, ^{31}\text{Na})$, $^1\text{H}(^{31}\text{Na}, ^{30}\text{Na})$ és $^1\text{H}(^{30}\text{Na}, ^{30}\text{Na})$ magreakciókban megfigyelt, Doppler-korrigált γ -spektrumok. A folytonos vonal a szimulációból származó spektrumokkal történő illesztés eredménye, melyhez polinomiális háttér is hozzá van adva

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol



3.10. ábra. A céltárgyat elhagyó nátriumizotópok tömegszáma az általuk kibocsátott Doppler-korrigált γ -fotonok energiájának függvényében

3.2.2. Nátriumizotópok

A rendszámot eggyel növelve, a ^{30}Na és a ^{31}Na rugalmatlan szórásakor egy-egy csúcsot találtunk a γ -spektrumokban rendre 403(18) keV és 370(12) keV energiáknál, amit a 3.9. ábra felső, és alsó paneljén láthatunk. Viszont a $^{31}\text{Na} \rightarrow ^{30}\text{Na}$ neutronkilökési reakcióban (3.9. ábra, középső panel) a 403 keV-es csúcs helyett egy másik jelentkező 360(13) keV-nél. Ezzel a ^{31}Na esetén megerősítettük az egyetlen korábbi mérés [120] által detektált 350(20) keV energiájú átmenet létét. A ^{30}Na esetén korábban 433(16) keV-nél figyeltek meg [121] egy γ -csúcsot ólom céltárgyon történt rugalmatlan szórás során, mellyel a mi eredményünk, a bizonytalanságokat figyelembe véve, átfed. Az újonnan felfedezett 360 keV-es csúcs felbukkanása a neutronkilökési spektrumban érdekes és érthető, hisz ebben a csatornában olyan gerjesztett állapotokat is tudunk populálni, melyek konfigurációja jelentősen eltér az alapállapotétól, azonban az meglepő, hogy a rugalmatlan szórási csatornában látott csúcs nem látszik egyértelműen a

spektrumban. Felvetettük annak a lehetőségét, hogy ez annak a jele, hogy a ^{30}Na és a ^{31}Na alapállapotának protonkonfigurációja eltér egymástól. Erre a következtetésre jutottak egy 2014-es Coulomb-gerjesztéses kísérlet során is [122]. Természetesen a detektoraink energiafeloldása miatt a 360 keV-es és a 403 keV-es csúcsok átlapolhatnak. Az erre a lehetőségre kiterjedő analízis arra mutatott rá, hogy a neutronkilökési spektrumban észlelt csúcs intenzitásának maximum 12%-a egy nagyobb energiás csúcsból is származhat. A γ -energiák közeli elhelyezkedése miatt érdemes volt ellenőrizni az egyes izotópokhoz tartozó események elkülönülését, hogy kizárhassuk a spektrumok közötti keveredést. Amint az a 3.10. ábrán látható a céltárgyat elhagyó 30-as és 31-es tömegszámú izotópokhoz tartozó γ -sugárzás szétválasztása megfelelő volt. Kísérleteink után a $^{30}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Na}$ β -bomlás során detektáltak egy 365(9) keV energiájú csúcsot [123], amely megfelelhet az általunk látott 360 keV-es átmenetnek.

A két nátriumizotóp első gerjesztett állapotába történő rugalmatlan szórás mért hatáskeresztmetszetének ($\sigma(^{30}\text{Na})=18(4)$ mb, $\sigma(^{31}\text{Na})=24(4)$ mb) felhasználásával meghatároztuk a hidrogén céltárgyhoz rendelt nukleáris deformációs paramétereket, melyek $\delta^N(^{30}\text{Na})=1,19(15)$ fm-nek és $\delta^N(^{31}\text{Na})=2,11(19)$ fm-nek adódtak. Ezeket az irodalomban elérhető Coulomb deformációs paraméterekkel ($\delta^C(^{30}\text{Na})=1,53(37)$ fm [121], $\delta^C(^{31}\text{Na})=2,49(60)$ fm [120]) összehasonlítva kijelenthetjük, hogy a neutronok és a protonok jól korreláltak mindkét nátriumizotópban és az átmenetek erősek, ami arra utal, hogy ezek az atommagok az inverziószigethez tartoznak.

3.2.3. Magnéziumizotópok

A magnéziumizotópok közül a 33-as tömegszámút hidrogén céltárgyon végzett rugalmatlan szórásban és neutronkilökési reakcióban is vizsgáltuk, és a γ -spektrumokban rendre egy (483(17) keV) és két (484(20) keV, 561(17) keV) csúcsot észleltünk, melyek megfelelnek a korábban β -bomlásban felfedezett 484,1(1) keV-es és 546,2(1) keV-es átmeneteknek [124]. A kisebb energiájú csúcsot két másik (rugalmatlan szórás [125] és fragmentációs [126]) mérésben is látták. A β -bomlásban rámutattak arra, hogy az általunk detektált két átmenet két ellentétes paritású állapothoz tartozik, a korábbi rugalmatlan szórás következtetése pedig az volt, hogy a 484 keV-es átmenet az első gerjesztett állapotot köti össze a vele azonos paritású alapállapottal, így az általunk tapasztalt γ -spektrumok tökéletesen érthetőek. Azonban az állapotok spin/paritásának

3. Szisztematikus kísérleti vizsgálatok a stabilitástól távol

értékét még a későbbi mérések sem tudták teljes mértékben tisztázni [127]. Ez azonban csak kevésbé befolyásolja az általunk $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ feltételezéssel a $\sigma=30(10)$ mb hatáskeresztmetszetből származtatott $\delta^N=1,81(31)$ fm értéket, melyet az irodalomból ismert $\delta^C=2,00(46)$ fm értékkel [125] összevetve kijelenthetjük, hogy a protonok és a neutronok azonos mértékben járulnak hozzá az első gerjesztett állapotba történő átmenethez, és ezek a nagy deformációs paraméterek egybevágóan az inverziószigeten elvárt értékekkel.

A ^{36}Mg atommag rugalmatlan szórása során felvett γ -spektrum egy csúcsot tartalmazott 656(+15-11) keV energiánál, míg a ^{34}Mg -é pedig hármat 658(4) keV-nél, 1353(+29-27) keV-nél és 2536(+34-33) keV-nél. A kisebb statisztikával rögzített korábbi mérésünkben [EZ-10] csak a legintenzívebb 658 keV-es átmenet volt észlelhető. Ezek az értékek egybevágóan a nagyobb energián elvégzett protonkilökéses mérés eredményével [128], amelyben 662(6) keV-nél detektáltak átmenetet a ^{36}Mg -ban, illetve 652(6) keV, 1395(15) keV és 2480(30) keV energiáknál a ^{34}Mg -ban. A első gerjesztett állapotokhoz tartozó hatáskeresztmetszetek (^{34}Mg , 658 keV: $\sigma=78(6)$ mb, ^{36}Mg , 656 keV: $\sigma=46(8)$ mb) alapján meghatározott deformációs paraméter ^{34}Mg -re $\delta^N=2,30(9)_{\text{stat}}(16)_{\text{sziszt}}$ és ^{36}Mg -ra $\delta^N=1,90(17)_{\text{stat}}(16)_{\text{sziszt}}$. A 34-es tömegszám esetén rendelkezésre álló $\delta^C=2,25(23)$ fm [129] és $\delta^C=2,08(19)$ fm [130] értékekkel jó egyezést mutat δ^N , így a ^{33}Mg -nál ismertetett konklúzióra jutottunk. Hasonlóan, a ^{36}Mg -ra kapott nagy nukleáris deformációs hossz azt jelzi, hogy az eredetileg kilenc atommagból álló inverziósziget a neutrongazdag oldalon legalább 24-es neutronszámmig terjed. Kísérleteink után a határt a ^{38}Mg és a ^{40}Mg atommagokra protonkilökéses kísérletek segítségével kapott eredmények még jobban kiterjesztették [128, 131]. A kis 20-as héjközzel dolgozó elméleti számolások [15, 132] jó egyezést mutatnak a kísérleti eredményeinkkel, és a 28-as mágikus számot is magában foglaló nagy inverziósziget létét jelzik. Továbbá érdemes megemlíteni, hogy a RIKEN kutatóközpont új gyorsítókomplexumának segítségével az inverziósziget szélén két (^{31}Ne [133], ^{37}Mg [134]) neutronglóriával rendelkező atommagot is találtak. Jelenleg a ^{37}Mg a legnehezebb atommag, amiben ezt a különleges jelenséget észlelték.

4. fejezet

Eszközfejlesztés

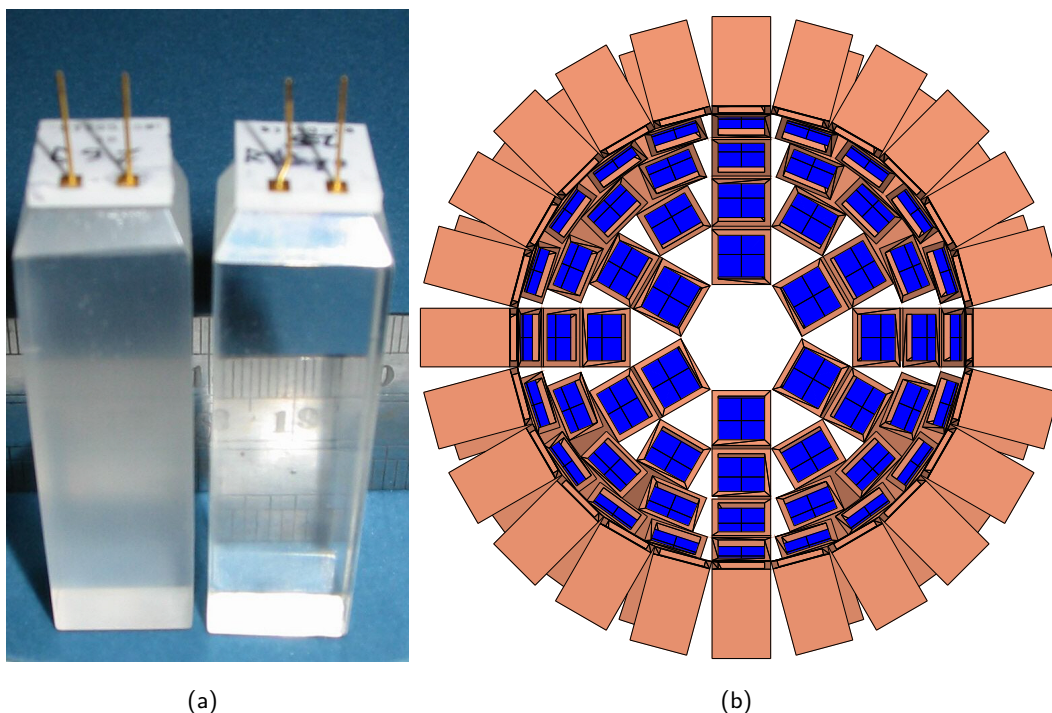
4.1. CsI(Tl) rendszer töltött részecskék detektálásáhozⁱ

Ahogy már arra az 1. fejezet végén utaltam, az utóbbi tíz évben nemcsak a kísérleteink elvégzését tekintettük feladatunknak, hanem arra is nagy figyelmet fordítottunk, hogy a tervezett, újgenerációs radioaktív ionnyalábot szolgáltató gyorsítókomplexumokat a kezdetektől ki tudjuk használni. Ehhez elengedhetetlenül szükségesek a továbbfejlesztett detektálórendszerek. Különösen a RIKEN kutatóintézetben volt ez sürgető, hisz ott álltak a legközelebb ahhoz, hogy új fejezetet nyissanak az egzotikus atommagfizika területén. 2007-ben meg is történt az áttörés, a RIKEN Radioaktív Ionnyalábgyára (RIBF) megkezdte működését. Azonban az eszközfejlesztés jóval korábban elkezdődött, melyhez mi is hozzájárultunk egy töltött részecskék detektálására alkalmas CsI(Tl) szcintillátor kristályokból épített detektorrendszer létrehozásával. Egykori terveink szerint egyrészt részecskeátadásos magreakciókban kívántuk felhasználni a laboratóriumi koordináta-rendszerben hátrafelé kibocsátott töltött részecskék spektrumának felvételére, és általa a kérdéses atommag gerjesztett állapotainak feltérképezésére, másrészt pedig kiegészítő rendszernek szántuk bármely olyan magreakcióhoz, ahol töltött részecske is keletkezik és segítségével a gerjesztési energiaspektrumot tisztítani lehet.

A cél az volt, hogy olyan rendszert építsünk, amely képes körülbelül 100 MeV/nukleon energiájú töltött részecskék megállítására, és azok típus szerinti elkülönítésére. Természetesen a megfelelő granularitás és nagy hatások is fontos szempontként jelent-

ⁱAz alfejezet a következő tanulmányokon alapul: [EZ-02, EZ-11]

4. Eszközfejlesztés



4.1. ábra. (a) Fotodiódával ellátott matt (bal) és polírozott (jobb) CsI(Tl) kristályok, illetve (b) a belőlük épített detektorrendszer, melynek mindegyik egysége négy kristályt tartalmaz

kezett a koncepció kialakítása során. Ennek megfelelően az egyes kristályok méretét $16 \times 16 \times 55 \text{ cm}^3$ -nek választottuk, melyek közül négyet egy elektronikai egységbe terveztünk. Összesen pedig 312 kristályt szerveztünk egy félgömb alakba. A kristályokban keletkező fotonok kiolvasására olyan fotodiódákat alkalmaztunk, melyek érzékenysége pont megfelel a begyűjtött fény hullámhosszának (intenzitásmaximum: kb. 550 nm), ami igen kompakttá tette a rendszert. Az egyedi, fotodiódával ellátott kristályok a 4.1.(a) ábrán, míg az egész rendszer sematikus rajza pedig a 4.1.(b) ábrán látható.

Egy szcintillátor annál jobb jel/zaj aránnyal rendelkezik, minél tökéletesebb a keletkező fény összegyűjtése és eljuttatása az elektromos jelet generáló egységig. Minimalizálni kell a fénybegyűjtés hatásfokának függését a fény keletkezési pontjától is, hogy jó energiafeloldást kapjunk. Ezen követelmények optimalizálása nem triviális; a végleges detektor jellemzői jelentősen függenek (a) a kristály geometriájától, (b) anyagi (tallium adagolás mennyisége és homogenitása) és felületi (érdesség, mély karcolások)

minőségétől, (c) a felület kezelésétől (mattítás, polírozás, festés), (d) az optikai elemeket összeillesztő ragasztó minőségétől, (e) a fotodióda és a kristály felületének illesztési pontosságától, (f) a kristályt borító fényvisszaverő réteg anyagától és vastagságától.

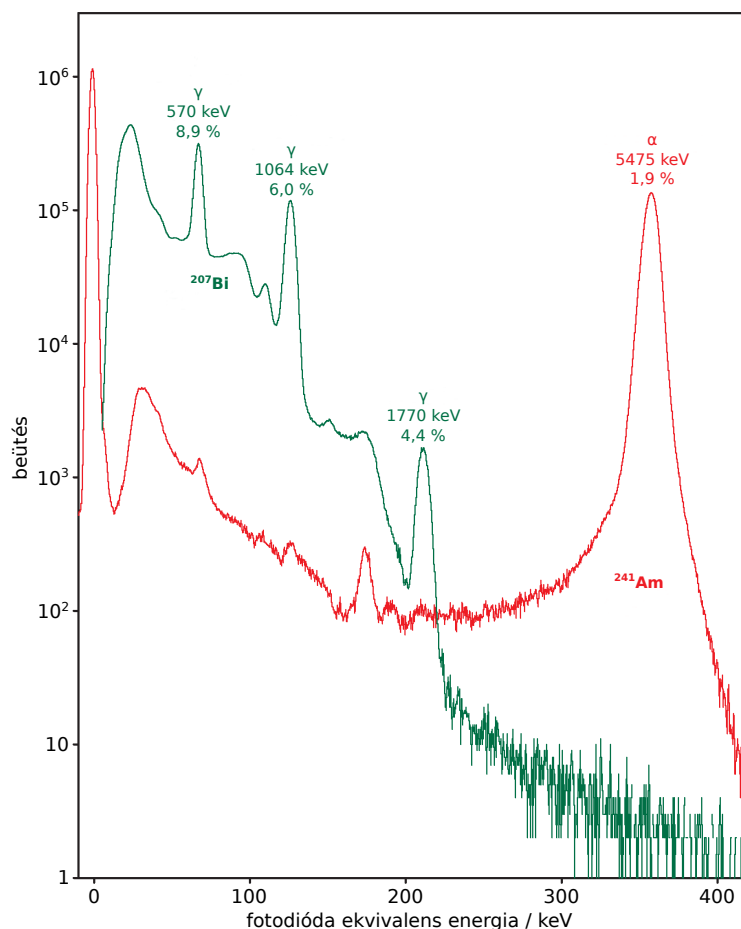
Ezért szisztematikus vizsgálatot végeztünk, hogy megtaláljuk az optimális megoldást. A fénybegyűjtést és az energiafeloldást tanulmányoztuk ^{241}Am és ^{207}Bi radioaktív források felhasználásával, és ezen paraméterek változását mértük felgyorsított előregezési tesztekben úgy, hogy a detektorokat $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ környezetbe helyeztük. Továbbá kis (20 MeV) és nagy (50 MeV) energiájú ionnyalábos méréseket is végrehajtottunk, hogy a detektorok részecskemegkülönböztető képességét teszteljük.

A lehetséges ragasztók közül az EPOTEK-302 kétkomponensű terméket választottuk, mert törésmutatója jól illeszkedett a kristályéhoz, rövid idő alatt erős illesztést biztosított és nem mutatott elszíneződést az előregezési tesztek alatt. Viszont nagyon ügyelni kellett a buborékmentesség elérésére a két komponens összekeverése alatt. A felületi kezelés (festés, mattítás, polírozás) és a külső fényvisszaverő réteg (Teflon, Tyvek, Lumirror, alumíniummal bevont Mylar, 3M fóliaⁱⁱ [135]) számos kombinációját kipróbáltuk mind a kristály oldalán, mind pedig az elülső felületén. Ezek közül két megoldás különösen jó eredményeket adott: (a) tökéletesen polírozott elülső és oldalfelület 25 réteg, diffúzan visszaverő $60\text{ }\mu\text{m}$ vastag Teflonnal körbevéve, (b) polírozott elülső és enyhén mattított oldalfelület 2 réteg, tükrösen visszaverő 3M fóliával. Kimutattuk, hogy mindkét esetben az elülső felület borítására alkalmazhatunk 3M fóliát vagy alumíniummal bevont Mylar-t (vastagság: $\approx 2\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$) attól függően, hogy mekkora energiaveszteséget engedhetünk meg az adott kísérlet során, hisz ez a fénybegyűjtést és az energiafeloldást csak kevésbé befolyásolja. A 4.2. ábrán tipikus γ - és α -spektrumokat láthatunk. 1 MeV környékén a γ -csúcs félértékszélessége 6% volt, míg az ^{241}Am jól ismert, 5,5 MeV-es α -csúcsára 1,9% adódott. Az x-tengelyen a fotodióda ekvivalens energiát tüntettük föl, amit úgy kaptunk, hogy a fotodiódát félvezető detektorként használtuk, azaz közvetlenül besugároztuk γ -forrásokkal, így egyfajta abszolút skálához jutottunk a különböző részecsketípusokra. A csúcsok pozíciója a fénybegyűjtés hatásfokára jellemző; minél nagyobb az érték, annál hatásosabb a begyűjtés.

Az előregezési tesztek, az EPOTEK-302 ragasztó kiváló viselkedésén túl, azt mu-

ⁱⁱA külső fényvisszaverő rétegek közül kizárólag a 3M fólia az, amely nem közismert a szcintillátor detektorok technológiájában. Anyaga többrétegű polimer, melynek olyan a kialakítása, hogy a fény meredek beesése esetén is nagy hatásfokú visszaverődést biztosít.

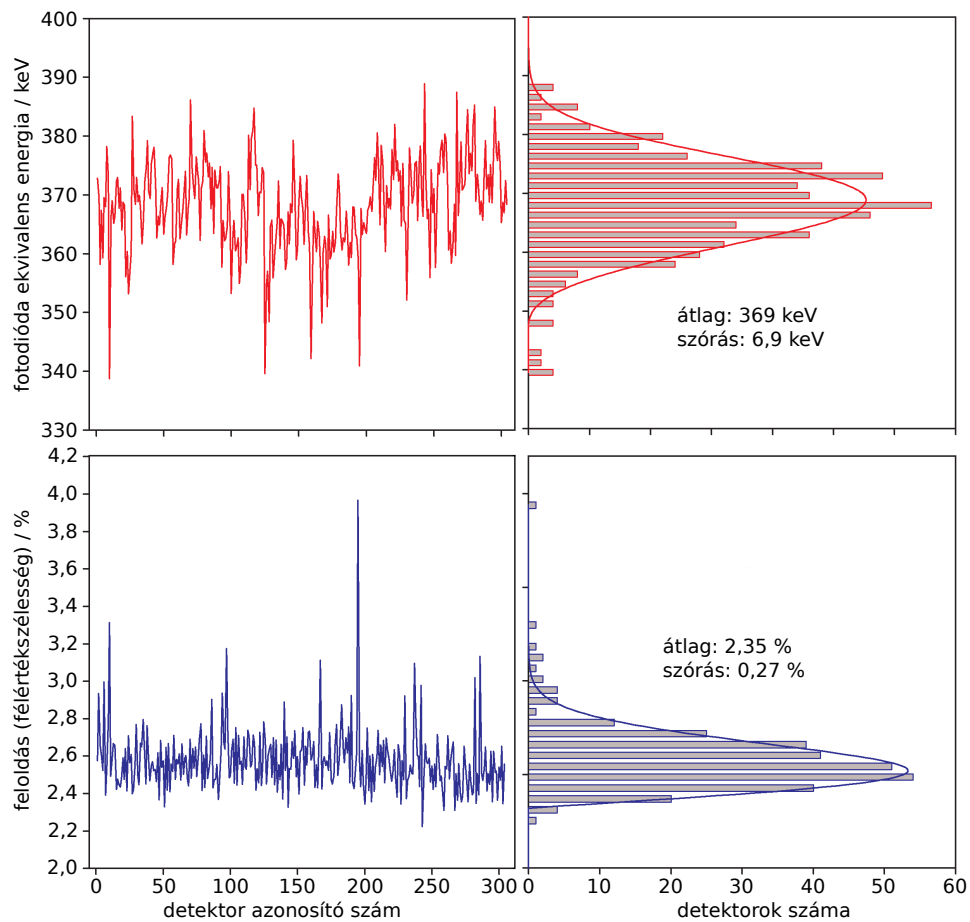
4. Eszközfejlesztés

4.2. ábra. ^{207}Bi és ^{241}Am radioaktív forrásokkal felvett γ - és α -spektrumok

tatták, hogy a Teflonnal bevont detektorok esetén a fénybegyűjtés 5-10%-ot, míg az energiafeloldás akár 30-40%-ot is változik az idő múlásával. A 3M fóliával történő burkolás esetén azonban a fénybegyűjtés gyakorlatilag nem változott, és a feloldás változása is 5% alatt maradt, ezért döntöttünk úgy, hogy a sorozatgyártást a 3M fólia felhasználásával végezzük.

Az elkészített 312 darab CsI(Tl) detektor fénybegyűjtésének és feloldásának eloszlását szemléltetem a 4.3. ábrán. Látható, hogy a gyártási technológiánk olyan jó volt, hogy az amplitúdóeloszlás csak kicsit szélesebb, mint az egyedi detektorok csúcsainak átlagos félértékszélessége.

A RIKEN-ben végzett, nagy energiájú nyalábteszt során két detektor elülső felületét

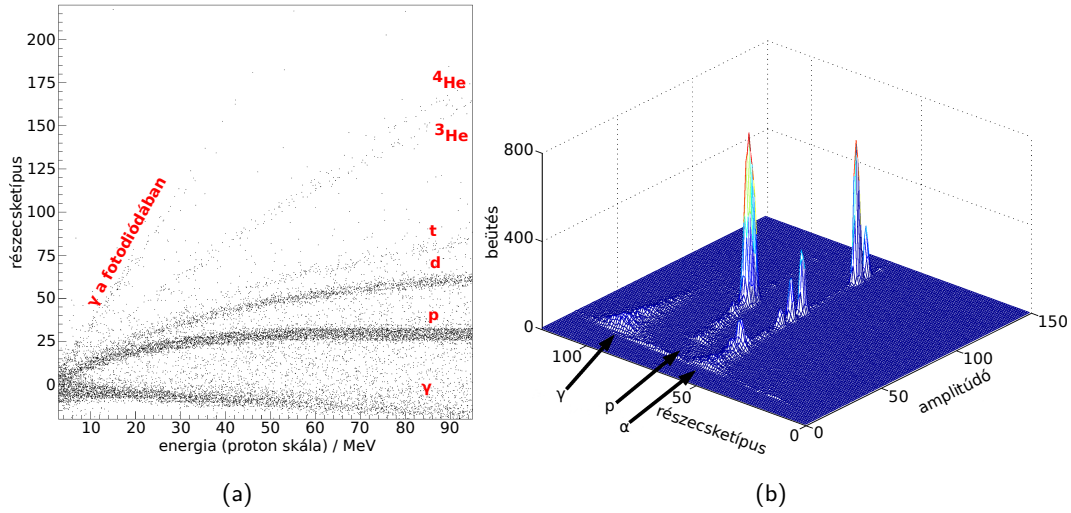


4.3. ábra. Az elkészített 312 darab CsI(Tl) detektor fénybegyűjtésének (piros) és feloldásának (kék) eloszlása

3M fóliával, míg másik két detektorét alumíniummal bevont Mylarral fedtük be. 50 MeV energiájú deuteron ionokkal bombáztunk 0,5 cm vastag alumínium céltárgyat, melyben különböző, könnyű, töltött részecskék keletkeztek. A detektorok a céltárgy felé néztek, és a nyaláb irányával 30°-os illetve 40°-os szöget zártak be. Az MTA Atomki-ben végrehajtott nyalábteszt úgy zajlott, hogy a fenti, kétféleképpen elkészített egységek közül egyet-egyet helyeztünk 30°-ba, és Mylar fóliát bombáztunk 20 MeV-es $^4\text{He}^{2+}$ ionokkal.

A részecskék elkülönítését arra alapoztuk, hogy a CsI(Tl) kristályban keletkező fénynek van egy lassú és egy gyors komponense, melyek amplitúdóinak aránya és a gyors komponens exponenciális lecsengésének időállandója a részecske fajtájától függ [136].

4. Eszközfejlesztés



4.4. ábra. Részecskeazonosítás (a) a nagy energiájú és (b) a kis energiájú nyalábteszt során

Így a fotodiódához csatlakoztatott töltéserzékelő előerősítő felfutási időállandója (τ_r) hordozza a részecske-információt, mivel τ_r egyenlő a szcintillációs fény lecsengésének időállandójával. Ennek megfelelően két megközelítést használhatunk a részecskék elkülönítésére: (a) a ballisztikus hiány jelenségét és (b) az előjelváltás módszerét.

A RIKEN kutatóintézetben kivitelezett kísérletben az (a) megközelítést alkalmaztuk, mely azon alapul, hogy az elektronikus erősítő egység által megformált jel amplitúdója nem a fotodiódában létrejött teljes töltésre (Q_t), hanem annak csak egy részére jellemző (Q_r). A ballisztikus hiány (B) definíciója tehát:

$$B = 1 - \frac{Q_r}{Q_t}. \quad (4.1)$$

B pedig τ_r -el arányos, azaz a ballisztikus hiány mérésével a részecskéket el lehet különíteni. A gyakorlatban ezt úgy oldottuk meg, hogy az előerősítő kimenő jelét kettéosztottuk, bevezettük egy-egy erősítőbe, melyek jelformálási időállandóját egyrészt $2 \mu s$ -nak ($A1$ csatorna, jelentős B), másrészt pedig $10 \mu s$ -nak ($A2$ csatorna, elhanyagolható B) választottuk. $A1$ szolgáltatja a részecske fajtáját, míg $A2$ pedig annak energiáját. A 4.4.(a) diagramon $\frac{A1}{A2}$ értékeket ábrázoltam $A2$ függvényében. Az elektronika beállításának optimalizálása a nagy energiájú részecskékre történt, és látható, hogy ezekre, azaz 10 MeV fölött, az elkülönülés kiváló.

A kis energiájú teszt során az említett (a) és (b) megközelítést egyszerre használtuk fel a részecskék elkülönítésére egy speciális, az MTA Atomki-ban kifejlesztett elektronikai egység alkalmazásával [137]. Az eszköz a ballisztikus hiány jelenségén kívül azt aknázza ki, hogy egy erősítő által bipoláris formátú jel előjelváltásának ideje az amplitúdótól független, de τ_r -tól nem. Tehát ha mérjük egy kezdő időponttól az előjelváltásig eltelt időt, akkor az egyes részecskék elkülöníthetők. A 4.4.(b) ábrán, ahol az amplitúdó-tengely vége körülbelül 20 MeV-es α -részecskének felel meg. Látható, hogy egészen jó diszkrimináció érhető el akár 10 MeV alatt is.

Az CsI(Tl) rendszer első éles bevetése az ^{22}O és az ^{23}O atommagok vizsgálata során történt [EZ-09][23], melyek közül az ^{22}O -re vonatkozó eredményeket már a 3. fejezetben ismertettem.

4.2. Gyorsneutron repülési idő spektrométerⁱⁱⁱ

A magreakciók vizsgálata során a neutronok detektálása jelenti talán a legnagyobb problémát, hisz közvetlenül nem lehet őket megfigyelni, csak valamilyen másodlagos reakcióterméken keresztül mérhetőek a tulajdonságaik. Számos, nagy energiájú (>50 MeV) neutronokat észlelő berendezés működik a radioaktív ionnyalábokat szolgáltató intézetekben, például a RIKEN kutatóközpontban [138] és az egyesült államokbeli Michigan Állami Egyetemen [139]. Az R^3B kollaboráció [140], melyet több tíz ország kutatói alkotnak, és a darmstadti GSI gyorsítóit használja, még jelenleg is a LAND [141] rendszert alkalmazza. A teljes kinematikájú mérések során, amilyeneket az R^3B is végez, a magreakciót elhagyó összes részecske és sugárzás lendületét meg kell határozni, hogy abból a gerjesztési energiát (E_x) rekonstruálni tudjuk. A LAND a repülési időt és a neutron(ok) becsapódási helyét méri, melyekből kikövetkeztethető a lendület, ahogy azt majd részletesebben is kifejtem. Azonban a rendszernek meglehetősen gyengék a képességei a többneutronos események azonosítása terén, és egységeinek időfeloldása korlátozott. Ezen túl a GSI gyorsítóparkjának továbbfejlesztése a FAIR komplexummá [142] olyan lehetőségeket nyújt majd, melyet csak egy új, a LAND-nál jelentősen jobb tulajdonságokkal rendelkező rendszer lesz képes kiaknázni.

Manapság gyorsneutron-detektorként leginkább plastik vagy folyadék szcintillátoro-

ⁱⁱⁱAz alfejezet a következő tanulmányokon alapul: [EZ-18, EZ-19, EZ-20, EZ-22]

4. Eszközfejlesztés

kat használnak. A szcintillátoranyagban a neutronok által létrehozott reakciótermékek fényfelvillanást keltenek. A fényt elvezetik a szcintillátor egy kiszemelt pontjára, ahova fotoelektron-sokszorozót helyeznek, melynek segítségével elektronikus jelet hoznak létre. Azonban a kiváló időfelbontást adó fotoelektron-sokszorozók rendkívül drágák, és ez különösen akkor jelent jelentős anyagi terhet, ha az extrém alacsony intenzitású (akár 1 részecske/másodperc) radioaktív ionnyaláboknál akarunk kísérletet végezni. Ilyenkor a magreakcióban keletkező részecskéket és sugárzásokat detektáló berendezések maximális hatásfokára kell törekedni, ehhez sok detektort (több száz) kell alkalmazni. Ezért az R³B együttműködés keretein belül megvizsgáltuk, hogy milyen jóval olcsóbb (akár feleannyiba kerülő), de hatékony megoldást lehet találni a problémára, ami alkalmas a FAIR-nél támasztott követelmények kielégítésére.

A vizsgálni kívánt magreakciók szigorú feltételeket szabnak a gyorsneutron-detektor számára: 90%-nál nagyobb hatásfok, 80 mrad fedési szög 12 méterre a magreakciót kiváltó céltárgytól (azaz $2 \times 2 \text{ m}^2$ terület), $\sigma_t=100 \text{ ps}$ időfeloldás, nagy helyzetérzékenység ($\approx 3 \text{ cm}$), többneutronos események azonosítása és $\sigma_E=20 \text{ keV}$ -es energiafeloldás $E_x=100 \text{ keV}$ -nél (mely szoros összefüggésben van az időfeloldással, ahogy azt később látni fogjuk). Ezek közül talán a legnehezebben teljesíthető követelmény az időfeloldás, azonban az úgynevezett rezisztív lapú kamrák (RPC^{iv}) pontosan emiatt jöhetnek szóba megoldásként.

Működésük a félvezető detektorokéhoz hasonlóan a Shockley és Ramo által az 1930-as évek végén megmutatott összefüggésen alapul, amely szerint egy mozgó töltés a közelébe helyezett elektródán az indulásától kezdve áramot indukál. Ennek az áramnak a nagysága egyenesen arányos a töltés mértékével, sebességével és az úgynevezett súlypotenciállal, ami a töltés és az elektróda csatolását írja le és kizárólag az elrendezés geometriájától függ. Felépítésük vázlatos rajza a 4.5. ábrán látható. Amikor egy töltött részecske áthalad a gázrétegeken, melyek jellemzően fél milliméter vastagságúak, ionizálja a gázt elektron-ion párokat keltve. A kamra külső oldalaira kapcsolt nagyfeszültség hatására, az elszigetelt, elektromosan lebegő, rezisztív lapok (például üveg) rendkívül nagy, egyenletes elektromos teret ($\approx 100 \text{ kV/cm}$) alakítanak ki a gázrétegekben, így az elektronok és az ionok ellentétes irányban megindulnak a kiolvasó elektródák felé áramot indukálva bennük. Az ionok sebessége nagyon kicsi, ezért hatásuk az elektronokéhoz

^{iv}a rezisztív lapú kamra angol rövidítése RPC=Resistive Plate Chamber



4.5. ábra. Sok kiolvasó elektródával rendelkező, rezisztív lapú kamra sematikus rajza

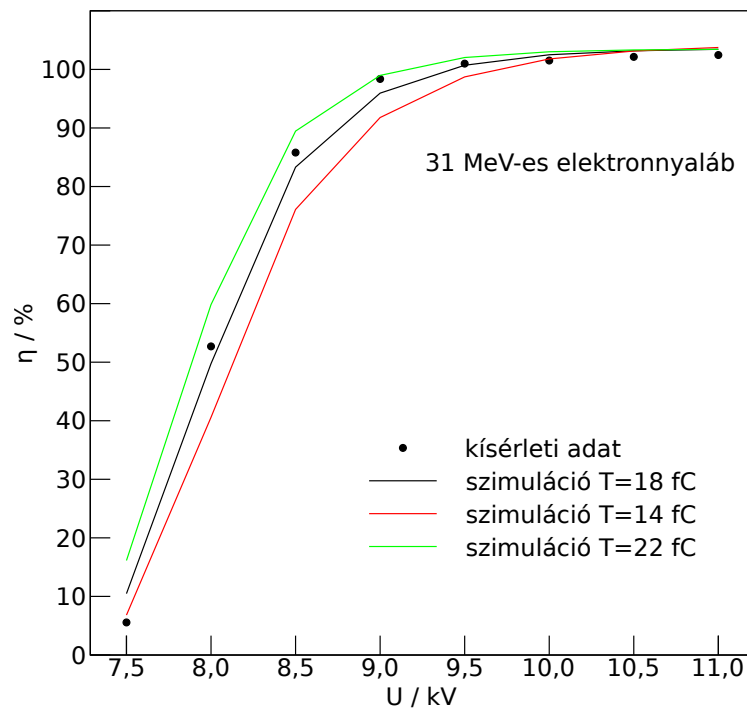
képest elhanyagolható. Az elektronok útjuk során továbbionizálják a gázt, mellyel elektronlavinákat alakítanak ki. Az elektródán indukált teljes áram az egyes gágrétegekben haladó, egyedi lavinák hatásának szuperpozíciójaként alakul ki. Az elektródák végére kötött erősítő és diszkriminátor szolgáltatja azt a jelet, amit egy adatfeldolgozó rendszer már képes fogadni. A rezisztív lapú kamrákat nemcsak ilyen lavina- hanem kisülési (streamer) módban is lehet alkalmazni, amikor a várt, detektálandó részecskék időegységre eső száma kicsi. Ez a kisülési állapot akkor következik be, ha a lavina elér egy bizonyos méretet, amikor a gerjesztett gázatomok által legerjesztődésükkor kibocsátott fotonok is részt vesznek az ionizációban.

Töltött részecskék detektálására ilyen kamrákat sok helyen alkalmaznak, például a Nagy Hadronütköztető (LHC) három detektora (ATLAS, ALICE, CMS) is ilyennel észleli a müonokat. Kezdeti lépéseket már tettek alacsony energiájú neutronok esetén történő felhasználásukra is [143, 144], de alkalmazhatóságukat eddig még senki sem vizsgálta gyorsneutronokra és többneutronos események azonosítására.

4. Eszközfejlesztés

Az általunk épített detektorokat, egyedi módon, úgy terveztük, hogy az RPC kiolvasó elektródáinak anyaga (rozsdamentes acél az anód, réz a katód) és vastagsága olyan legyen (4 mm), hogy a neutronok nagy valószínűséggel keltsenek bennük töltött részecskéket, melyek a kamrában lévő gázt ionizálják. A gágrétegek számát (4) és vastagságát (0,3 mm) úgy választottuk meg, hogy a töltött részecskék detektálási valószínűsége közel legyen a 100 százalékhoz és a kamra időfeloldása a 100 ps-hoz. Ezt a gyakorlatban úgy oldottuk meg, hogy két kamrát építettünk egybe: a középén lévő kiolvasó anódok mindkét oldalára két-két gágréteg került. Mivel lavinamódban kívántuk a neutrontetektort üzemeltetni, nagyrészt nagy elektronegativitású (elektronmegkötési képesség) freont (85%) és SF₆-ot (10%) töltöttünk a kamrába, és az elegybe kisebb mennyiségben izobutánt (10%) kevertünk, amelynek nagy a fotonelnyelési képessége. Rezisztív lapokként egyszerű, 1 mm vastag, úsztatott üveget, szigetelőként pedig poliészter Mylar fóliát (vastagság: 0,1 mm) használtunk. A kiolvasó anódok vastagságát 25 mm-nek, míg az anódok közötti réseket 1,5 mm-nek választottuk a megfelelő helyzetérzékenység és az anódok közötti kicsi elektronikus áthallás érdekében. Mivel 2 méter hosszú (és 50 cm széles) RPC megépítése, amit a követelmények támasztanak, nem magától értetődő (ezzel eddig még nem is próbálkoztak), először kisebb 40 cm hosszú és 20 cm széles prototípusokat gyártottunk és ezeknek mértük a hatásfokát illetve időfeloldását elektron és neutron részecskék esetén. Ezután készítettük el a 2 méter hosszú detektort, amelyet szintén teszteltünk elektronokkal. A kísérletekkel párhuzamosan a GEANT4 programcsomaggal szimulációkat is végeztünk, melyekben alkalmazott paramétereket a szimuláció kimenetének a mérések eredményével való összevetésével rögzítettük, majd ezeknek a paramétereknek a felhasználásával a végső elképzelt detektorrendszert is szimuláltuk annak érdekében, hogy megállapítsuk, képesek vagyunk-e elérni a kívánt további (hatásfokon és időfeloldáson túli) követelményeket.

Az elektronnyalábos méréseket a Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf kutatóintézetben (Drezda, Németország) végeztük, ahol rendelkezésre állt az ELBE nevű elektron gyorsító [145], melynek 31 MeV energiájú elektronjait ütköztettük a detektorainknak, és meghatároztuk a kamrák hatásfokát és időfeloldását. Az ELBE gyorsítót különleges módon üzemeltettük: a nyalábcsomagok maximum egy elektront tartalmaztak, így a nyalábintenzitás könnyen változtatható volt. A hatásfokhoz a kamrára eső elektronok számát egy-egy, az RPC elé és mögé helyezett, koincidenciába kötött, plastik szcintillá-



4.6. ábra. 2×3 gázrétegű rezisztív lapú kamránk hatásfokának változása az alkalmazott nagyfeszültség függvényében a kiolvasó elektronika 220 mV-os alsó küszöbértéke mellett. A folytonos vonalak szimulációk eredményeit mutatják a T paraméter egyes értékei esetén

torral számoltuk, és mértük, hogy közülük hány kelt jelet a kamrában. Az időfeloldáshoz pedig a kamrából jövő időjelet a gyorsító igen pontos ($\sigma_{\tau}^R = 35$ ps), rádiófrekvenciás jeléhez képest határoztuk meg. A kapott hatásfok értékeket a 4.6. ábrán láthatjuk az alkalmazott elektromos tér függvényében, összevetve a szimuláció eredményével (folytonos vonal). Kitűnő egyezést sikerült elérni a szimulációban alkalmazott három paraméter finomhangolásával, melyek közül az első a jelfeldolgozó elektronikai egység küszöbértéke volt (T), mely felett az adatgyűjtő rendszer regisztrálta az eseményt. A gázon történő áthaladásuk során a töltött részecskék általában több elsődleges elektront is keltenek, melyek mind egy-egy elektronlavinát idézhetnek elő, és ha elég közel vannak egymáshoz, akkor egy közös lavinaként viselkednek. A távolságot két olyan elsődleges elektron között, melyek közös lavinát alakítanak ki a második paraméter szabályozta. Ha a lavina elér egy bizonyos nagyságot, akkor módosítja az alkalmazott elektromos teret, így a

4. Eszközfejlesztés

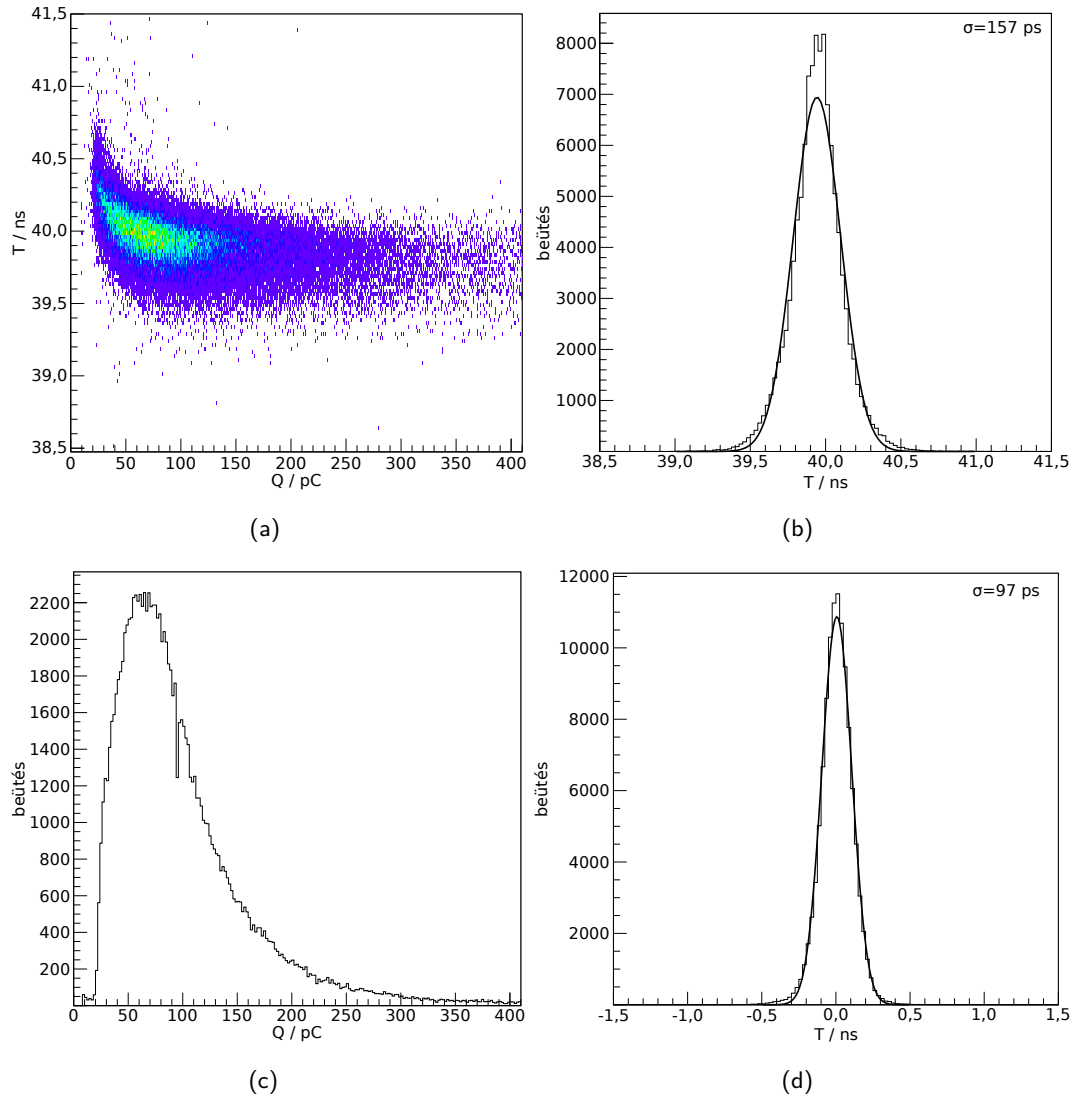
saját sokszorozódását is. Ezt úgy vettük figyelembe, hogy a lavinaméret növekedését csak egy adott értékig (harmadik paraméter) engedjük. Az alkalmazott elektromos teret ezután azon az értéken rögzítettük, ahol a hatásfok már nem növekszik tovább, azaz a görbe telítési szakaszán, és megvizsgáltuk, hogyan változik a hatásfok és az időfeloldás, ha az elektronnyalábot különböző kiolvasó elektródára irányítjuk, illetve az elektróda más-más pontjait bombázzuk. A hatásfok minden esetben meghaladta a 90%-ot, míg az időfeloldás a 100 ps-os kívánt határ alatt maradt.

A felvett spektrumok közül néhány jellegzeteset a 4.7. ábrán mutatok be. Érdekes megemlíteni, hogy az időjel és az amplitúdó között ismert eloszlás mutatkozik (4.7.(a) ábra), ami abból adódik, hogy a kiolvasó elektronika küszöbértékét a különböző nagyságú jelek időben kicsit eltolva érik el. Erre a jelenségre korrigálva érhető el a 100 ps-os időfeloldás.

Kamráink hatásfokát neutronokra a svédországi Uppsalában található gyorsítócentrumban végeztük. 179 MeV-es protonnyalábbal bombáztunk 99,99%-ra dúsított ${}^7\text{Li}$ céltárgyat, melyben a kvázi monoenergiájú neutronok a ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ magreakcióban jöttek létre. A neutronnyalábot vasból készült kollimátorokon keresztül vezettük az RPC-re, melyek előtt és után is ionizációs kamrákat és további hasadáson alapuló monitordetektorokat helyeztünk el a neutronfluxus (Φ_n) illetve a nyaláb felületének (A) mérésére. A ciklotron, mely a protonnyalábot szolgáltatta jellegzetes időbeli szerkezettel bocsátotta ki a részecskéket (4.8. ábra). Egy hosszú (5,4 ms) makroimpulzus alatt 45 ns-ként ismétlődő 4-7 ns tartamú mikroimpulzusokban érkeztek a protonok. Az adatgyűjtő rendszert kétféleképpen indítottuk: a NYALÁB BE állapotban a ciklotron rádiófrekvenciás jelét követeltük meg a kamránk időjelével együtt, míg NYALÁB KI állapotban a kamra önmagában is elegendő volt. Érvényes trigger esetén az időjeleket egy speciális, több találatot rögzíteni képes TDC^v holtidő nélkül dolgozta fel 200 ns hosszúságú időtartamig, mely alatt megfigyelt repülési idő spektrumot a 4.9. ábrán láthatunk. Ez a diagram hűen tükrözi a protonnyaláb időbeli mikroszerkezetét.

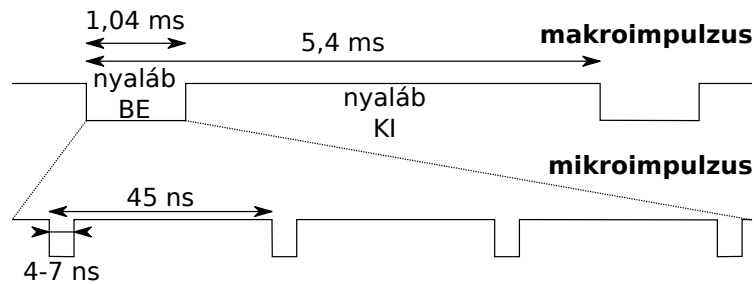
A hatásfokot egyik megközelítésben úgy származtattuk, hogy a repülési idő spektrum első és második csúcsában lévő eseményeket összegeztük (N_1 illetve N_2). N_1 szolgáltatta az összes fogadott eseményt, míg N_2 pedig azokat, melyek a kamránk hatásfokával (η)

^vTDC=Time to Digital Converter, magyarul idődigitalizáló elektronikai egység



4.7. ábra. Rezisztív lapú kamránk jellegzetes spektrumai 112,5 kV/cm elektromos tér esetén: (a) időspektrum a töltés függvényében, (b) korrigálatlan időspektrum, (c) töltésspektrum, (d) időspektrum az amplitúdóra korrigálva

4. Eszközfejlesztés



4.8. ábra. A protonnyaláb időbeli szerkezete

csökkentettek. Így η -t a következőképpen kapjuk:

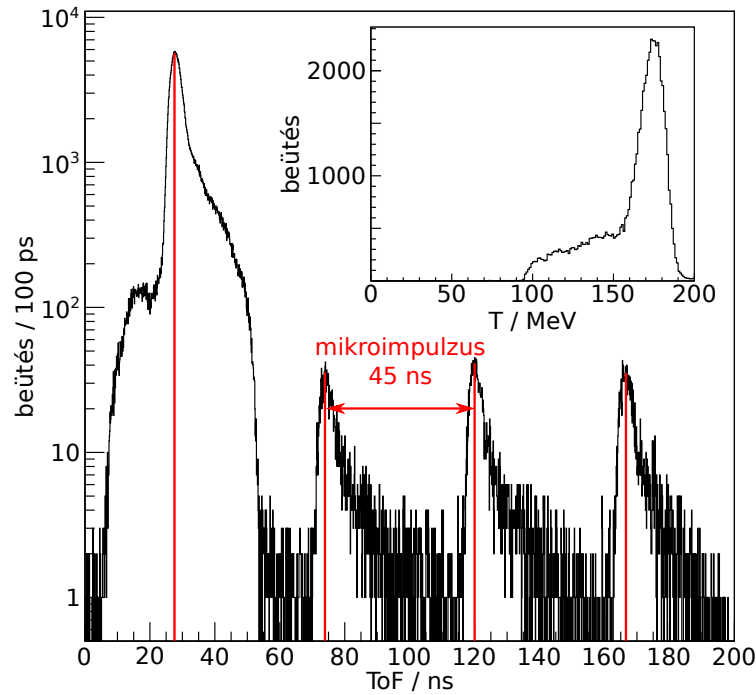
$$\eta = \frac{N_2}{N_1} \frac{185 \cdot 18000}{\Phi_n A}, \quad (4.2)$$

ahol $\frac{N_2}{N_1}$ után szereplő tört a neutronok számát adja meg egy mikroimpulzusban 185 makroimpulzussal számolva másodpercenként és 18000 mikroimpulzussal makroimpulzusonként.

A hatásfok meghatározásának alternatív módszere az volt, hogy a makroimpulzus alatti, igen nagy holtidőre korrigáltuk a repülési idő spektrumát. Ehhez először kiértékeltek, hogy egy esemény mennyi ideig blokkolja az adatgyűjtő rendszert, ami átlagosan $200(2) \mu\text{s}$ -nak adódott. Minden eseményhez ezt a blokkolási időt rendeltük, és előállítottunk egy hisztogramot $1 \mu\text{s}$ -os rekeszekkel úgy, hogy egy esemény bekövetkeztekor az őt követő 200 rekesz tartalmát eggyel növeltük. Ezt a hisztogramot elosztva a mérés során rögzített makroimpulzusok számával megkaptuk az úgynevezett blokkolási valószínűség spektrumát (4.10.(b) ábra). A hatásfokot úgy kaptuk, hogy a makroimpulzusban mért spektrumot (4.10.(a) ábrán fekete vonal) korrigáltuk a blokkolási valószínűséggel, majd az így kapott spektrum (4.10.(a) ábrán fekete vonal) eseményeit (háttérlevonás után) összegeztük (N_{kor}), és elosztottuk a mérés időtartama (t) alatt beérkező neutronok számával:

$$\eta = \frac{N_{\text{kor}}}{\Phi_n A t}. \quad (4.3)$$

Mindkét eljárás során $\eta=1\%$ -os kísérleti értéket kaptunk, melynek a $10\text{-}15\%$ -os bizonytalanságát is figyelembe véve a szimuláció $0,9\%$ -os eredménye nagyon jó egyezésnek számít. Ennek alapján egy nagy hatásfokú rendszert úgy építettünk fel a szimulációban az egyedi $2 \times 0,5 \text{ m}^2$ felületű egységekből, hogy rétegeket alakítottunk ki négy kamrából, így egy réteg felülete $2 \times 2 \text{ m}^2$ lett. Mivel egy-egy réteg hatásfoka kicsi neutronokra, ezért



4.9. ábra. A neutronok megfigyelt repülési idő spektruma

számukat egyre növeltük úgy, hogy egymás mögé helyeztük őket. A megkövetelt 90%-os értéket 400 MeV-es neutronokra 50 rétegnél értük el, ami körülbelül 1,2 méter mélységű, meglehetősen robusztus elrendezést jelent. A rendszer további jellemzőit ezért ekkora mérettel szimuláltuk az úgynevezett invariánstömeg-spektroszkópia felhasználásával.

Az invariáns tömeget a következőképpen adhatjuk meg részecskék egy rendszerére (természetes egységek használatával, azaz $c=1$ feltétellel):

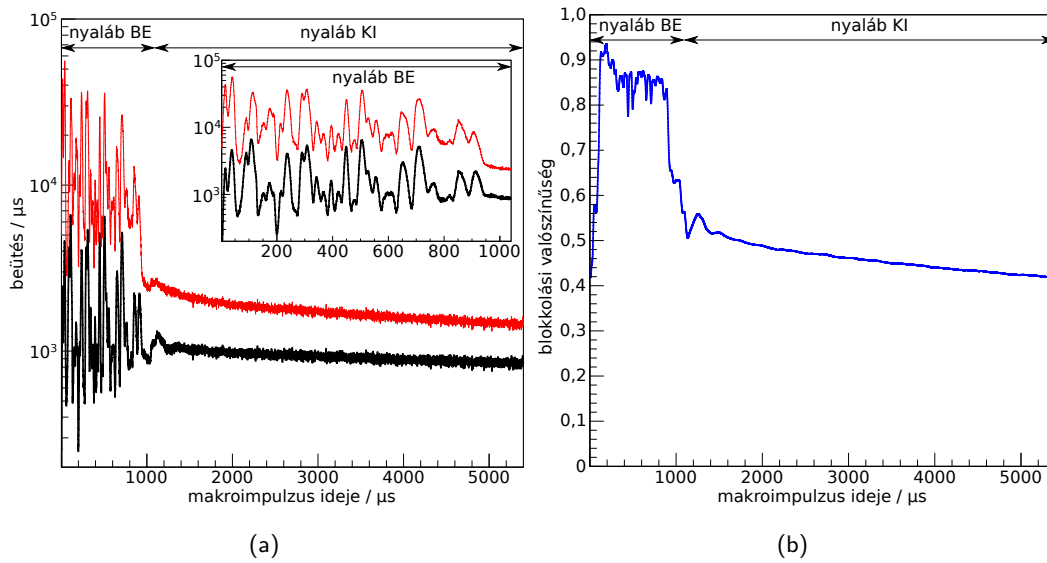
$$M_{inv} = \sqrt{\sum_i E_i^2 - \sum_i P_{x_i}^2 - \sum_i P_{y_i}^2 - \sum_i P_{z_i}^2}, \quad (4.4)$$

ahol E_i , P_{x_i} , P_{y_i} , P_{z_i} a rendszert alkotó részecskék teljes energiája és lendületvektorának komponensei. A bomlás előtt és után, ahogy a neve is mutatja, az invariáns tömeg ugyanannyi, azaz bomlás előtt a képlet egyszerűsödik:

$$M_{inv} = M_b + E^*, \quad (4.5)$$

ahol M_b a céltárgyba ütköző atommag tömege és E^* pedig a nukleonleválasztási energiához viszonyított ún. relatív gerjesztési energia. A bomlás utáni invariáns tömeget pedig

4. Eszközfejlesztés



4.10. ábra. (a) A makroimpulzusok alatt mért (fekete) és holtidővel korrigált (piros) időspektrum illetve (b) a holtidő miatt történő blokkolás valószínűségének időfüggése

a kibocsátott részecskékre és sugárzásra kell összegezni. A relatív gerjesztési energiát tehát a bomlás utáni invariáns tömeg és a bombázó atommag tömegének különbsége adja. Egy kibocsátott neutronra összpontosítva, ha mérjük a becsapódási helyét (x, y, z) a detektorban és a repülési idejét (t) , akkor az alábbi egyszerű, relativisztikus, kinematikai képletek segítségével megadható a lendületvektora és teljes energiája:

$$v = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{t} \quad (4.6)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (4.7)$$

$$E = \gamma M_n \quad (4.8)$$

$$P = \sqrt{E^2 - M_n^2}, \quad (4.9)$$

$$Px(y, z) = P \frac{x(y, z)}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \quad (4.10)$$

ahol v a neutron sebessége, γ a Lorentz-faktor, c a fénysebesség és M_n a neutron nyugalmi tömege. Ebből következik, hogy a detektorrendszer időfeloldása és helyzetérzékenysége meghatározza az energiafeloldást a gerjesztési energia spektrumában. Azonban a

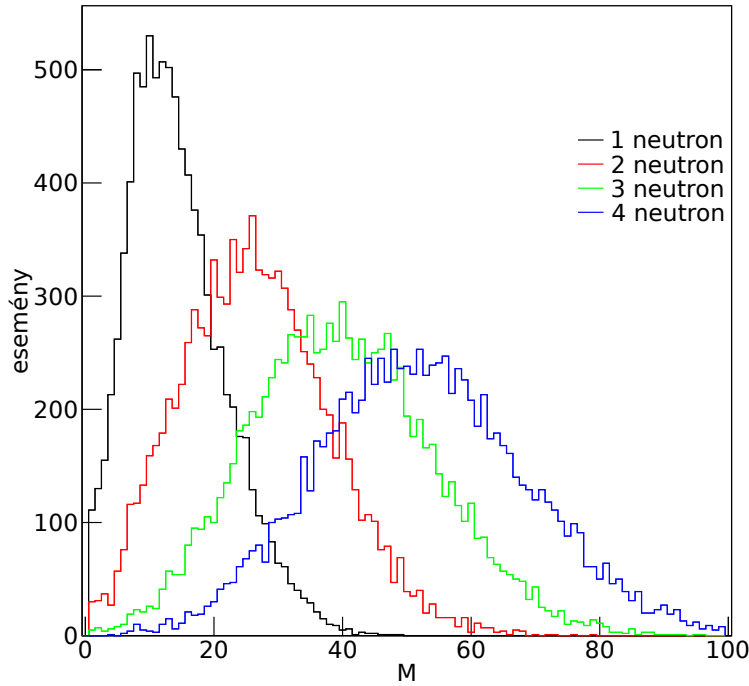
neutron repülési idejének és becsapódási helyének meghatározása az alábbi okok miatt rendkívül nehéz.

- (a) A neutronok általában többször szóródnak egy nagy detektorrendszerben, ami megváltoztatja a repülési irányukat. Ha az első szóródáskor keletkező másodlagos részecskét nem sikerül találatként azonosítani, például az elektronikai küszöbérték miatt, akkor helytelen lesz a lendületmeghatározás.
- (b) A neutronok a detektorrendszerben megtett útjuk során több másodlagos részecskét keltenek, amelyeket találatként azonosíthatunk, ami azt jelenti, hogy egy neutron becsapódására a detektorrendszer találati válasza általában sokszoros és ezek a találatok igen közel lehetnek egymáshoz. Ha nem a megfelelő találat felhasználásával rekonstruáljuk a lendületvektort, akkor hamis gerjesztési energiaértéket kapunk.
- (c) Amennyiben a magreakcióból csak egy neutront várunk, akkor általában az a legjobb megoldás, ha az időben első találat felhasználásával állítjuk helyre a lendületvektort, azonban sok esetben több neutron kibocsátásával kell számolnunk, melyek mind több találatot adnak a detektorrendszerben. Az egyes neutronokhoz tartozó megfelelő találatok hozzárendelésére algoritmust kell felállítani.

Az algoritmus első lépésében a találatokat sorba rendeztük a látszólagos sebességük alapján, melyet a neutron indulási és találati helyéből illetve a detektálási időpontból számoltunk ki úgy, mintha egy részecske az indulási helytől kölcsönhatás nélkül haladt volna a találati helyig. Ezek után a térben bizonyos távolságon belül lévő találatokat egy csoportba rendeltük, és minden csoportból csak a legnagyobb látszólagos sebességűt tartottuk meg. Majd kiszámoltuk, hogy egy virtuális részecske mekkora sebességgel haladna a maradék találatok között. Amennyiben egy találatot az előzőhöz olyan virtuális részecske kötött, melynek sebessége kisebb volt a bejövő nyaláb sebességénél, akkor az adott találatot kizártuk a további analízisből. A megmaradt találatok adták a bejövő neutronok számát (N_{alg}).

Azonban a bejövő neutronok számát más módon is lehet származtatni. Nyilvánvaló, hogy minél több neutron bombázza a rendszert, annál nagyobb lesz a találatok száma. Ezért a rendszer multiplicitásából, amely egy kísérletileg megfigyelhető érték, visszakövetkeztethetünk a bejövő neutronok számára (N_{mult}). Természetesen ez a hozzárendelés

4. Eszközfejlesztés

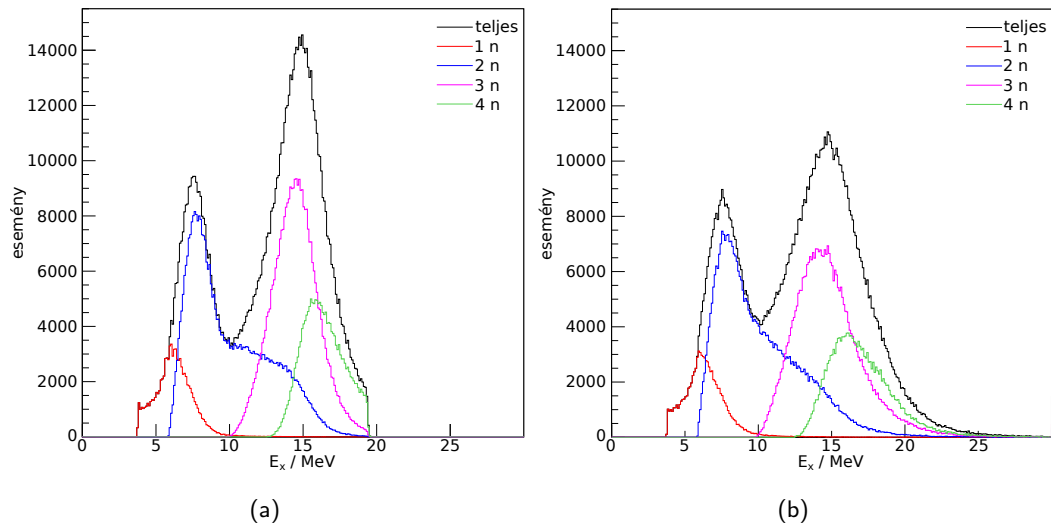


4.11. ábra. A multiplicitás eloszlása különböző kezdeti számú neutron esetén 1000 MeV/nukleon energiánál

nem egyértelmű, mivel a találati számnak véges szélességű eloszlása van, ahogyan az a 4.11. ábrán is látható. A végleges bejövő neutronszámot úgy kaptuk, hogy:

$$N = \min(N_{mult}, N_{alg}). \quad (4.11)$$

A 4.12. ábrán a vázolt rekonstrukciós eljárás minőségét demonstrálom egy realisztikus bemenet (a) segítségével. Ehhez az ^{136}Sn atommag 1000 MeV/nukleon energiánál történő Coulomb gerjesztését használtuk fel, mely egy nagy energiájú óriás- és egy kis energiájú törperezonanciát foglal magába. A kis energiájú csúcsot, mely egy- és kétneutronos komponenst tartalmaz, meglehetősen jól sikerült visszaadni. A nagy energiájú csúcs pozíciója is jó helyre került a rekonstruált spektrumban, azonban az események átrendeződést mutatnak nagyobb energiák felé, ami a három- és négyneutronos események egy részének hibás visszaállítását jelzi. Összességében sikerült egy olyan nagyméretű, olcsó gáztöltésű detektort megépíteni, mely alkalmas gyorsneutronok repülési idejének meghatározására kiváló időfeloldással. Bebizonyítottuk azt is, hogy lehet belőlük egy moduláris rendszert építeni, ami kitűnően alkalmazható elsősorban egy- és kétneutronos



4.12. ábra. A szimulációba programozott bemeneti (bal) és a rekonstruált, kimeneti eloszlás (jobb), ahol a különböző színek a teljes (fekete) eloszlás egyes komponenseit jelölik

események esetén, de korlátozottan a több neutron kibocsátó magreakciók kezelésére is használható.

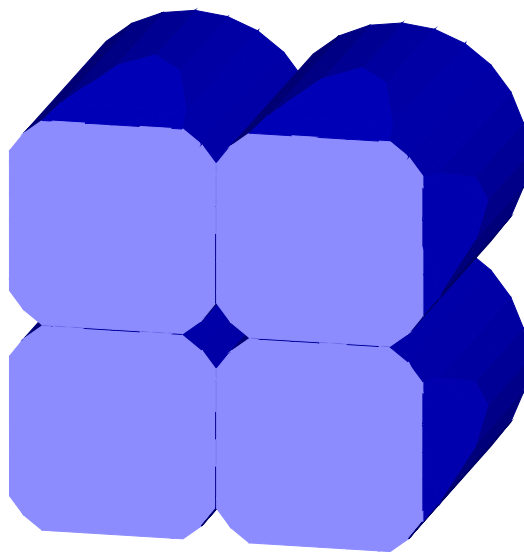
4.3. Az összetett Clover–BGO rendszer^{vi}

Ahogy az 2. fejezetben tárgyaltam, amennyiben a rugalmatlan szórás vizsgálatára γ -spektroszkópiát alkalmazunk nagy energiájú radioaktív ionnyaláboknál, a Doppler-effektussal mindig számolni kell. Ez azt eredményezi, hogy a kimagasló hatásfok elérése érdekében használt, jelentős térfogattal rendelkező detektorok esetén a γ -spektrumban jelentkező csúcsok feloldása nagymértékben leromolhat ahhoz a helyzethez képest, mint ha álló atommagok által kibocsátott fotonokat detektálnánk. Ennek a kiküszöbölésére hoztak létre a 1990-es években olyan összetett, nagy tisztaságú germániumból készült berendezéseket, amelyek kisebb kristályokat alkalmaznak egymáshoz nagyon közeli geometriában.

Ilyen detektor az úgynevezett Clover is, amelyet eredetileg az EUROGAM kísérletek támogatására terveztek, de korán kiderült más területeken történő kiváló alkalmazha-

^{vi}Az alfejezet a következő tanulmányon alapul: [EZ-01]

4. Eszközfejlesztés



4.13. ábra. A Clover detektor germánium kristályainak alakja és elhelyezkedése a burkolaton belül

tósága. Nevét a lóhere növényről kapta, mivel az őt alkotó négy koaxiális, n-típusú, nagytisztaságú germánium kristály elrendezése hasonló a négylevelű lóheréhez, ahogyan ezt a 4.13. ábra illusztrálja. A kristályokat úgy alakították ki, hogy csupán 0,2 mm vastagságú rés választja el őket egymástól, és egy kriosztátba helyezhetők, ami lehetővé teszi olyan γ -fotonok teljes energiájának a rekonstrukcióját is, amelyek több kristályban is adnak le energiát. A kristályok alakja meglehetősen különleges, mivel az EUROGRAM kísérletek során őket egy nagy, a céltárgyat körbeölelő gömbbé szervezték; aktív térfogatuk körülbelül 470 cm^3 .

Az összetett germánium detektorokat általában úgy használják, hogy köré egy, a Compton-háttér leszorítására alkalmas másik detektort helyeznek. Ez vétó eszközként funkcionál, azaz segítségével ki lehet szűrni azokat az eseményeket, amikor a germánium kristályokban történt Compton-szóródás után a foton elhagyja az érzékeny térfogatot. A Clover detektort egy 16 darab bizmut-germanát (BGO) kristályból álló rendszer veszi körül, melynek minden egysége egy-egy fotoelektron-sokszorozóhoz kapcsolódik.

A Clover detektor viselkedését, alapvető paramétereit csak 3,5 MeV γ -energiáig vizsgálták [146] a 2000-es évek elejéig, ezért célul tűztük ki, hogy a Clover-BGO rendszer fotocsúcs hatásfokát meghatározzuk kísérletileg ezen energia felett is. Ezen túl arra is

kíváncsiak voltunk, hogy hogyan alakul az úgynevezett visszaállítási tényező (F) értéke igen nagy energián. A visszaállítás során az egyes kristályokban leadott energiákat összegezzük, így tulajdonképpen azokat az eseményeket, melyek az egyes kristályok Compton-háttérében jelennének meg, a rendszer fotocsúcsában egyesítjük. F tehát nem más, mint a visszaállítással és anélkül megfigyelt hatások hányadosa; értéke 1 vagy annál nagyobb szám.

A kísérleteket az MTA Atomkiban végeztük az Ionnyaláb Fizikai Osztályon, ahol rendelkezésre állt egy 5 MV-os Van de Graaff gyorsító arra, hogy olyan protonbefogásos magreakciókat alkalmazzunk a fotocsúcs hatások nagy energiájú ($>3,5$ MeV) meghatározására, melyekben a populált, magasan gerjesztett állapotok két-három, jól ismert kaszkád foton kibocsátásával bomlanak az alapállapotba. Ezeket a méréseket radioaktív források alacsony energiájú ($<3,5$ MeV) γ -vonalaival egészítettük ki. A magreakciók esetén igyekeztünk olyan kaszkádokat alkalmazni, melyeknek egyik tagja a radioaktív források által lefedett energiatartományba esett, és a tagok intenzitása megegyezett.

A ^{56}Co , ^{60}Co , ^{66}Ga és ^{152}Eu forrásokat (4.1. táblázat) a Clover detektor burkának elülső felületétől 25 cm-re helyeztük el, ahol a koincidencia-összegzés^{vii} gyakorlatilag elhanyagolható. A mérési időket úgy választottuk meg, hogy a statisztikai bizonytalanságot 5% alatt tartsuk. A hatások értékek abszolútizálása az Országos Mérésügyi Hivatal által hitelesített ^{152}Eu forrás felhasználásával történt.

A protonbefogási reakciókat a Van de Graaff gyorsítónál végeztük úgy, hogy a céltárgyakat direkt vízhűtéssel láttuk el, és a Clovert szintén 25 cm-re helyeztük a reakcióponttól. A magreakciókat úgy választottuk meg, hogy könnyű legyen stabil céltárgyat készíteni hozzájuk, alacsony energián rendelkezzenek erős rezonanciákkal, melyekből származó γ -kaszkádok intenzitása jól ismert. Ennek megfelelően, korábbi munkákra is alapozva [147, 148], választásunk a következő reakciókra és rezonanciákra esett (4.2. táblázat).

^{vii}ha két γ -foton egyszerre csapódik az érzékeny térfogatba, és mindkettő teljes energiáját leadja, akkor egy csúcs jelentkezhet a két foton energiájának összegénél, azaz ezek az események "hiányozni" fognak a két egyedi csúcsból; ennek a valószínűsége nyilván akkor jelentős, ha a kibocsátó forrás közel van az érzékeny térfogathoz

4. Eszközfejlesztés

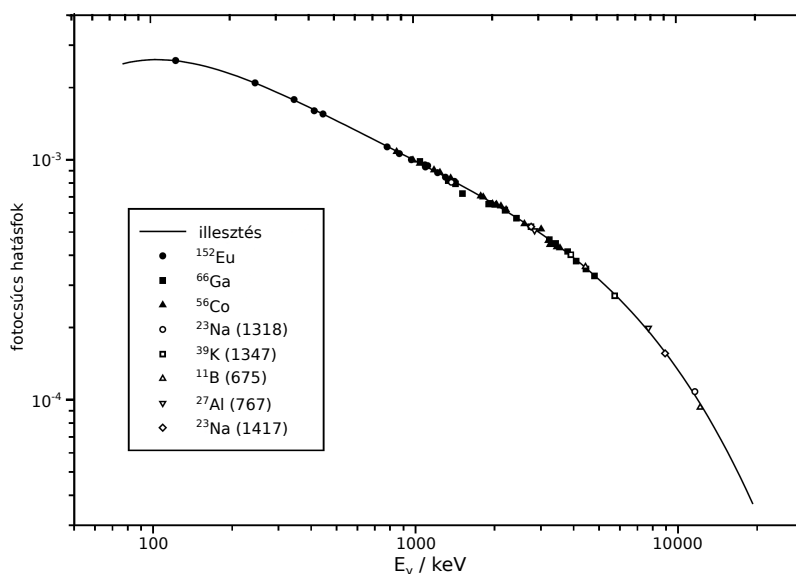
forrás ($T_{1/2}$)	E_γ (keV)	I_γ	forrás ($T_{1/2}$)	E_γ (keV)	I_γ
^{56}Co 77,31(19) nap	846,8	100(2)		3380,9	3,96(19)
	977,4	1,425(9)		3422,0	2,314(14)
	1037,8	14,09(5)		3791,0	2,941(19)
	1175,1	2,255(14)		4085,9	3,445(18)
	1238,3	66,3(3)		4295,2	10,3(8)
	1360,2	4,274(15)		4461,2	2,26(3)
	1771,4	15,52(5)		4806,0	5,03(3)
	1810,8	0,643(4)	^{152}Eu 4946(11) nap	121,8	0,2837(13)
	1963,7	0,715(6)		123,1	0,412(5)
	2015,2	3,041(16)		244,7	0,0753(4)
	2034,8	7,79(4)		344,3	0,2657(11)
	2113,1	0,387(9)		411,1	0,02238(1)
	2212,9	0,389(4)		444,0	0,03125(14)
	2598,5	17,02(6)		778,9	0,1297(6)
	3009,6	1,03(3)		867,4	0,04214(25)
	3202,0	3,22(3)		964,0	0,1463(6)
	3253,4	7,9(6)		1085,9	0,1013(5)
	3273,0	1,864(15)		1089,7	0,01731(9)
	3451,2	0,945(11)		1112,1	0,1354(6)
	3547,9	0,195(3)		1212,9	0,01412(8)
	3600,7	0,0167(7)		1299,1	0,01626(11)
	3611,8	0,0084(5)		1408,0	0,2085(9)
^{66}Ga 9,49(7) óra	833,5	15,93(5)			
	1039,2	100(3)			
	1333,1	3,175(12)			
	1418,7	1,657(8)			
	1508,2	1,497(7)			
	1898,8	1,051(7)			
	1918,3	5,368(21)			
	2189,6	14,42(5)			
	2422,5	5,085(22)			
	2751,8	61,35(23)			
	3228,8	4,082(19)			

4.1. táblázat. A felhasznált γ -források, felezési idejük ($T_{1/2}$), vonalaik energiája (E_γ) és intenzitása (I_γ). I_γ a ^{152}Eu forrás esetén abszolút, a többire relatív

Reakció	E_p (keV)	E_x (keV)	Γ (keV)	$\omega\gamma$ (eV)	E_γ (keV)	I_γ	céltárgy	t_c ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$; keV)	I (μA)	Q (μC)
$^{11}\text{B}(\text{p},\gamma)^{12}\text{C}$	675	16576	300	<1	12137,1(3)	1,0000(7)	LiBO_2	75; 20	3	2,8
					4438,0(3)	1,0000(7)				
$^{23}\text{Na}(\text{p},\gamma)^{24}\text{Mg}$	1416,9(1)	13050,22(14)	0,09(3)	27(6)	8925,2(6)	0,985(1)	Na_2WO_4	30; 3	3,5	8
					2754,0(1)	1,000(1)				
				34(6)	11584,8(6)	0,960(2)	Na_2WO_4	30; 3	1,5	9
					1368,6(1)	1,000(2)				
$^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{28}\text{Si}$	767,2(1)	12325,5(3)	<0,05	1,60(48)	7706,5(2)	0,9810(14)	fém Al	10; 2	3	12
					2838,7(1)	1,0000(14)				
$^{39}\text{K}(\text{p},\gamma)^{40}\text{Ca}$	1346,6(1)	9640,9(1)		5(2)	5736,5(1)	0,965(1)	K_2SO_4	20; 3	0,75	4,5
					3904,4(1)	1,000(1)				

4.2. táblázat. A felhasznált magreakciók, rezonanciák energiája (E_p), szélessége (Γ), erőssége ($\omega\gamma$), populált állapotok (E_x), γ -vonalak energiája (E_γ), intenzitása (I_γ), céltárgyak anyaga, vastagsága (t_c), nyalábáram (I) és a céltárgyon összegyűjtött töltés (Q)

4. Eszközfejlesztés



4.14. ábra. Leszorított Compton-hátterű Clover detektor abszolút fotocsúcs hatásfoka. A kísérleti pontok hibája a használt jelölések nagyságát nem haladja meg. Az illesztés ötödrendű polinommal történt log-log skálán

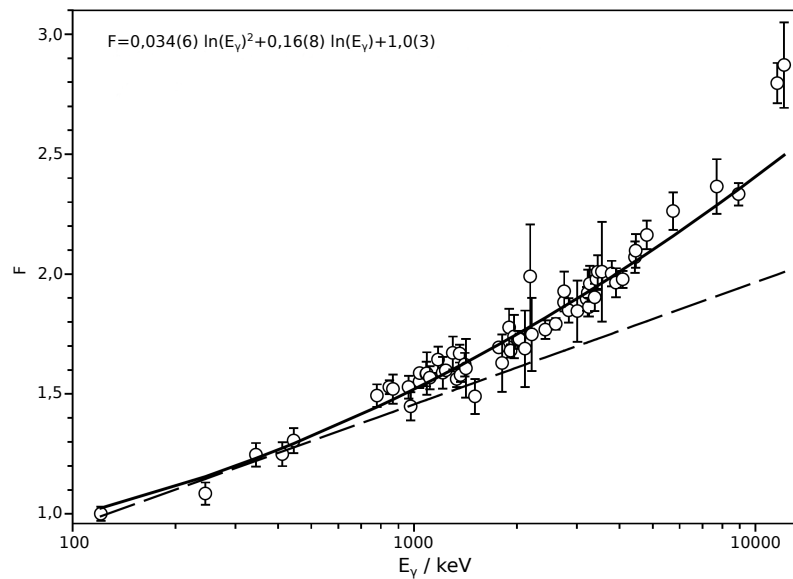
$^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ A 767 keV-es rezonancia felhasználásával $E_\gamma=7,7$ MeV-nél tudtunk egy hatásfok értéket meghatározni, de ehhez elég vékony céltárgyat kellett készíteni, hogy elkerüljük a közel lévő 760 keV-es rezonanciával történő interferenciát.

$^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$ A 2 MeV alatti számos rezonancia közül a két legerősebbet, az 1318 keV-nél és az 1417 keV-nél találhatóakat aknáztuk ki, mivel az ezek által populált állapotok bomlási sémája meglehetősen egyszerű, ellentétben a többivel. Így a hatásfok meghatározást a $E_\gamma=9-11$ MeV tartományba tudtuk kitolni.

$^{39}\text{K}(p,\gamma)^{40}\text{Ca}$ Az erős 1347 keV-es rezonancia segítségével a radioaktív források és a többi magreakció által szolgáltatott pontok közti átmeneti tartományban ($E_\gamma=4-5,5$ MeV) is sikerült adatokat szolgáltatni.

$^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ A 675 keV-nél található rezonancia ugyan meglehetősen széles, de felhasználásával a hatásfok meghatározást $E_\gamma=12,14$ MeV-ig sikerült kiterjeszteni.

A céltárgyakat, melyek vastagsága $10-75 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ tartományba esett, 0,1 mm vastag tantal hátlapra párologtattuk. A protonnyaláb áramát $1 \mu\text{A}$ és $3 \mu\text{A}$ között tartottuk, hogy



4.15. ábra. Az F visszaállítási tényező a γ -energia függvényében. A folytonos vonal saját, négyzetes illesztésünk, melyhez tartozó függvény az ábrán is látható, míg a szaggatott vonal Duchêne és kollégái extrapolációjából származik [146]

az adatgyűjtő rendszer holtideje 5% alatt maradjon. A γ -spektrumokat a Hypermet-PC szoftverrel [149] analizáltuk, mely a HYPERMET kódon [150] alapul, és képes az egyes adathalmazokat egymáshoz normalizálni miközben illeszti a hatásfok értékeket a γ -energia polinom függvényével. A hatásfokgörbét mind a teljes detektorra (4.14. ábra), mind pedig a Clover egy szegmensére meghatároztuk, illetve a teljes energiatartományon kívül készítettünk alacsony energiájú illesztést is csak a radioaktív forrásokból származó γ -vonalak felhasználásával. Az illesztések relatív bizonytalansága mindkét esetben 2-3% volt.

Az egyedi kristályhoz tartozó hatásfokgörbén egy ismert, lokális minimum található $E_\gamma=600$ keV körül [151], de mindez nem jelenik meg a teljes rendszer görbén, ami azt mutatja, hogy ez az effektus az egyedi szegmensekből, Compton-szórás után távozó fotonokhoz köthető. Ez a megállapítás egybevág a korábbi eredményekkel, ahol azt találták, hogy a dupla koincidencia 600 keV körül a legvalószínűbb [146].

A 4.15. ábrán pedig az F visszaállítási tényező energiafüggése látható. $E_\gamma=10$ MeV-nél F értéke 2,5 körüli, ami igazán komoly növekmény, ha azt nézzük, hogy mindez

4. Eszközfejlesztés

csupán a Compton-háttérből rekonstruált eseményekből származik. Az adatok jól illeszthetők E_γ logaritmusának négyzetes függvényével. Ez az eredmény azt mutatja, hogy jelenősebb növekmény érhető el nagy energián, mint azt várták korábbi, lineárisan, $E_\gamma=3,5$ MeV-től extrapolált eredményekből [146]. A Cloverhez hasonló összetett, úgynevezett Cluster detektorok [152] F értékeivel összevetve a miénket, megállapítható, hogy a kétfajta típus nagyon hasonló értékeket ad mind kis ($F_{Clw}(1,5 \text{ MeV}) \approx F_{Cls}(1,5 \text{ MeV}) \approx 1,5$), mind pedig nagy energián ($F_{Clw}(10 \text{ MeV})=2,5$; $F_{Cls}(10 \text{ MeV})=2,7$). Ezt a következtetésünket egy későbbi mérésben megerősítették [153], és számos hivatkozást kaptunk az elemanalitika (pl. [154]), a radioaktív ionnyalábos magfizika (pl. [155]) és a nukleáris asztrofizika (pl. [156]) területéről.

5. fejezet

Összefoglalás és kitekintés a jövőbe

A disszertáció egyik fő részében azokat a kutatásainkat mutattam be, melyek arra irányultak, hogy feltérképezzük a neutronok és protonok hozzájárulását a a neutrongazdag atommagok alacsony energiás gerjesztéseihez az $N=14$ -es héjzáródás és az inverziósziget környékén. Munkánk kezdetén ezek a vizsgálatok még kezdeti fázisban voltak. Az elvégzett pár mérés közül csak egy esetben sikerült kimutatni a neutronok és a protonok nagymértékben rendhagyó viselkedését az ^{20}O atommagnál [29]. Kísérleteink számottevően gazdagították ismereteinket ebben az irányban, amit a 5.1. táblázatban is összefoglaltam:

1. Szisztematikus vizsgálataink segítségével a stabilitási völgy neutrongazdag oldalán először mutattuk ki, hogy az első gerjesztett állapotból az alapállapotba történő átmenetet mind a bór-, mind pedig a szénizotópokban a magtörzsről lecsatolódtott valencianeutronok uralják; az eredményeket csak csökkentett e_n effektív töltés használatával lehet megmagyarázni. Az anomális e_n értékek alkalmazása korábban csak a neutrongazdag bórizotópok kísérletileg meghatározott alapállapot kvadrupól-momentumának értelmezésekor merült fel [69, 70].

A fenti általános megállapításokat alátámasztó és ahhoz kapcsolódó konkrét eredményeinket az alábbi pontokban soroltam föl a megfelelő publikációinkra történő hivatkozásokkal együtt.

5. Összefoglalás és kitekintés a jövőbe

- (a) A korábbi kísérletektől [29, 58] független megközelítést, az izospin szimmetriát felhasználva, a protongazdag, 20-as tömegszámú magnéziumizotóp tanulmányozásával megerősítettük a neutronok és protonok rendhagyó viselkedését az ^{20}O atommagban [EZ-15]. Egy másik munkával [67] párhuzamosan először határoztuk meg az ^{22}O atommagra az első gerjesztett állapothoz tartozó M_n értéket és $\frac{M_n}{M_p}$ arányt, melyekből arra következtettünk, hogy a 14-es neutronszámnál a héj lezáródik [EZ-09]. Erre utaló jelként értelmezték korábban az állapot nagy energiáját és a kis $B(E2)$ értéket [17]. Az oxigénizotópoknál tapasztalt kísérleti eredményeket a tömegtartományban mérvadó, neutronokra és protonokra vonatkozó effektív töltések ($e_p=1,3e$, $e_n=0,5e$) [63] és az *USD* effektív kölcsönhatás [64] alkalmazásával a héjmodell keretein belül értelmezni tudtuk [EZ-16].
- (b) A ^{17}B atommag folyékony hidrogén céltárgyon elsőként kivitelezett rugalmatlan szórásának segítségével és az ismert elektromos kvadrupól-momentum felhasználásával megerősítettük, hogy az eredmények értelmezése csak a már kísérletileg korábban is javasolt [70], csökkentett e_n effektív töltéssel lehetséges, ami a valencianeutronok magtörzsről történő lecsatolódását igazolja ezen atommag esetén [EZ-05].
- (c) A ^{16}C és ^{20}C atommagok rugalmatlan szórásának analízisével [EZ-03, EZ-12, EZ-14, EZ-16] és élettartam méréssel [EZ-04] elsőként mutattuk ki, hogy a 8-as neutronszámon túl a neutronok és a protonok az első gerjesztett állapotból alapállapotba történő átmenethez anomálishan ($\frac{N}{Z}$ arányt is figyelembe véve) járulnak hozzá, és a mátrixelemek jelentősen eltérnek a Grodzins-szabály [78] által várttól. A szénizotópokra kapott eredményeket az oxigénizotópokkal el-
lentétben, és a ^{17}B atommagnál tapasztalattal összhangban csak úgy tudtuk értelmezni, hogy a héjmodellben használt e_n effektív töltést lényegesen lecsökkentettük, amiből itt is a valencianeutronoknak a magtörzsről történő lecsatolódására következtettünk [EZ-16]. A ^{20}C atommagban a $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ átmenet erősségének elsőként kivitelezett mérésével megerősítettük, hogy a szénizotópoknál a valencianeutronok lecsatolódásával párhuzamosan nincs héjzáródás a 14-es neutronszámnál [EZ-16], amire korábban az első gerjesztett állapot alacsony energiája utalt csak [79].

- (d) Először határoztuk meg a ^{21}N atommagban M_n és M_p átmeneti mátrixelemeket, melyek segítségével megerősítettük ezen atommag átmeneti jellegét, azt, hogy a 14-es neutrons szám fölött a héjköz fokozatosan csökken a neutronelhullatási vonal felé közeledve a ^{22}O -tól a ^{20}C -ig [EZ-17], amire kizárólag az első gerjesztett állapot energiája utalt korábban [97].
 - (e) Először hajtottunk végre rugalmatlan szórás [EZ-06, EZ-07] és neutronkilökölési reakciót [EZ-23] a nagy érdeklődést kiváltó, kutatásaink kezdetén legnehezebbnek ismert, neutronglóriás ^{19}C atommag szerkezetének megismerése érdekében, és egy ≈ 200 keV-es gerjesztett állapot létét igazoltuk, melyet korábban csak kétlépéses fragmentációban észleltek [106]. Az állapothoz $3/2^+$ spin/paritás értéket rendeltünk, illetve kizártuk a héjmodell által várt $5/2^+$ izomer állapot kötött létét.
2. A neutrongazdag atommagok között a 20-as neutrons szám környékén felfedezett inverziósziget, és az így megjelenő 16-os mágikus neutrons szám közelében széleskörű méréseket végeztünk, melyek segítségével először mutattuk meg általánosan, hogy a szigeten tapasztalt nagy deformáció az alacsony energiájú gerjesztések kialakítása során nem jár együtt a neutronok és protonok hozzájárulásának jelentős mértékű eltéréssel. Vizsgálataink segítségével a ^{30}Na atommagot elsőként soroltuk az inverziószigethez, míg a ^{36}Mg atommag esetén az először megmért nukleáris deformációs hossz felhasználásával megerősítettük, hogy az inverziósziget neutrongazdag határa legalább az 24-es neutrons számig terjed, mely megállapítást előttünk csak az első gerjesztett állapot energiájára alapozták [128].

A következtetések alapjául szolgáló és azokhoz kapcsolódó eredményeket az alábbi pontokban foglaltam össze, melyeknél a hozzájuk kötődő cikkeinket is feltüntettem.

- (a) A ^{26}Ne [EZ-13], a ^{28}Ne [EZ-10, EZ-21] és a ^{30}Ne [EZ-21] atommagok vizsgálata során megerősítettük a kísérleteink előtt bizonytalanná vált $N=16$ -os héjzáródás meglétét a neonizotópok között. A ^{26}Ne második gerjesztett állapotának spin/paritására 2^+ javaslattal éltünk a korábban hozzárendelt 0^+ -al szemben a hatáskeresztmetszet analízisének segítségével [EZ-13].
- (b) Elsőként mutattuk ki, hogy a ^{30}Na és a ^{31}Na atommagokban a neutronok és

5. Összefoglalás és kitekintés a jövőbe

protonok jól korreláltak, az átmeneti mátrixelemek az inverziószigeten vártak megfelelőek [EZ-10]. Ezzel a ^{30}Na atommagot is az inverziószigetre helyeztük, ami korábban az első gerjesztett állapot energiájára alapozva nem volt egyértelmű [121]. A $^{31}\text{Na} \rightarrow ^{30}\text{Na}$ neutronkilökési csatornában egy új átmenetet fedeztünk fel 360 keV energiánál, melyből a ^{31}Na és a ^{30}Na atommagok alapállapotú protonkonfigurációjának eltérésére mutattunk rá [EZ-10].

- (c) Méréseink alapján először bizonyosodott be, hogy a ^{33}Mg és a ^{34}Mg atommagokban a protonok és a neutronok szintén jól korreláltak [EZ-10]. A 36-os tömegszámú magnéziumizotóp esetén általunk elsőként meghatározott nukleáris deformációs hossz [EZ-21] megerősíti azt az első gerjesztett állapot energiája alapján tett következtetést [128], hogy ez az atommag is az inverziósziget tagja.

Értelmezésünkkel összhangban a közelmúltban sikerült kimutatni, hogy a ^{17}B vas-tag (0,51(11) fm) neutronbőrrel rendelkezik [90]. Ugyancsak nemrégén protonkiütés ($^{17}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{C}$) magreakció hatáskeresztmetszetének analízise során felfedték, hogy a ^{16}C 2_1^+ állapotának kialakításában a protonok amplitudója igen kicsi [91], ami tökéletes összhangban van az általunk hangsúlyozott neutronok dominálta gerjesztéssel. Továbbá a $^{15}\text{C}(\text{d},\text{p})^{16}\text{C}$ részecskeátadási magreakció során populált gerjesztett állapotok hatáskeresztmetszetének szögeloszlását a héjmodell számolások reprodukálni tudták [92] az általunk alkalmazott, csökkentett effektív töltések alkalmazásával [EZ-16]. Az elméleti szakemberek is számos megközelítésben (*AMD* [80], törzzsel rendelkező [93, 94] és törzsnélküli héjmodell [95], háromrészecske modell [96]) tárgyalták a szénizotópok körében tapasztalt kísérleti eredményeket és több munka sikeresen reprodukálta ezeket. A törzzsel rendelkező héjmodell számolások a miénkhez hasonló, redukált, effektív töltések használatának szükségességére jutottak.

Az inverziósziget még jelenleg is hasonlóan nagyon intenzív figyelmet kap a kutatói közösségünkől. Így a ^{30}Na és a ^{31}Na alapállapotú protonkonfigurációjának eltérésére jutottak egy 2014-es Coulomb-gerjesztési kísérlet során is [122] összhangban következtetésünkkel. A RIKEN kutatóintézetben azóta már működő új gyorsítócentrumban a ^{38}Mg és ^{40}Mg izotópokra protonkilökési kísérletek segítségével kapott eredmények is az inverziósziget rendkívüli kiterjedtségére utalnak [128, 131]. A kis 20-as héjközzel dolgozó elméleti számolások [15, 132] jó egyezést mutatnak a kísérleti eredményeinkkel,

5. Összefoglalás és kitekintés a jövőbe

atommag	kísérleti eljárás	eredmény	saját közlemény
^{14}B	neutronkilökés	gerjesztett állapot megerősítése	[EZ-08]
^{15}B	neutronkilökés	gerjesztett állapot megerősítése	[EZ-08]
^{17}B	rugalmatlan szórás	M_n/M_p , valencianeutron lecsatolódás	[EZ-05]
^{16}C	rugalmatlan szórás, élettartam mérés	M_n/M_p , valencianeutron lecsatolódás	[EZ-03, EZ-04, EZ-12, EZ-14]
^{17}C	neutronkilökés, rugalmatlan szórás	gerjesztett állapot kimutatása, spin/paritás hozzárendelés	[EZ-06]
^{19}C	neutronkilökés, rugalmatlan szórás, izomer állapot keresés	gerjesztett állapot kimutatása, spin/paritás hozzárendelés	[EZ-06, EZ-07, EZ-23]
^{20}C	rugalmatlan szórás	M_n/M_p , valencianeutron lecsatolódás	[EZ-16]
^{19}N	neutronkilökés	gerjesztett állapot megerősítése	[EZ-17]
^{21}N	rugalmatlan szórás	M_n/M_p , $N=16$ héjzáródás gyengülése	[EZ-17]
^{20}O	rugalmatlan szórás	M_n/M_p , neutron/proton aszimmetria	[EZ-15]
^{22}O	rugalmatlan szórás	M_n/M_p , $N=16$ héjzáródás jelenléte	[EZ-09]
^{26}Ne	rugalmatlan szórás	M_n/M_p , $N=16$ héjzáródás jelenléte, spin/paritás hozzárendelés	[EZ-13]
^{28}Ne	rugalmatlan szórás	M_n/M_p , $N=16$ héjzáródás jelenléte	[EZ-10, EZ-23]
^{30}Ne	rugalmatlan szórás	δ_n , $N=16$ héjzáródás jelenléte	[EZ-23]
^{30}Na	neutronkilökés, rugalmatlan szórás	M_n/M_p , inverziósziget tagja, korrelált neutronok és protonok, új γ -átmenet	[EZ-10]
^{31}Na	rugalmatlan szórás	M_n/M_p , inverziósziget tagja, korrelált neutronok és protonok, gerjesztett állapot megerősítése	[EZ-10]
^{33}Mg	neutronkilökés, rugalmatlan szórás	M_n/M_p , inverziósziget tagja, korrelált neutronok és protonok	[EZ-10]
^{34}Mg	rugalmatlan szórás	M_n/M_p , inverziósziget tagja, korrelált neutronok és protonok	[EZ-10, EZ-23]
^{36}Mg	rugalmatlan szórás	δ_n , inverziósziget tagja	[EZ-10, EZ-23]

5.1. táblázat. A vizsgált atommagok, az alkalmazott kísérleti eljárások, a kapott eredmények és a hozzájuk tartozó saját közlemények

5. Összefoglalás és kitekintés a jövőbe

és a 28-as mágikus számot is magában foglaló nagy inverziósziget létét jelzik.

Mivel a radioaktív ionnyalábos kísérletek nagyon költségesek, a mérési idő maximális kihasználása érdekében a spektrumok felvételekor általában a minimálisan elfogadható beütésszámra törekszenek csak a kutatók. Természetesen az is előfordul, hogy az extrém $\frac{N}{Z}$ aránnyal rendelkező ionnyaláb intenzitása túl kicsi a jó statisztikájú spektrumok felvételéhez. Ezért az eredmények független kísérletek által történő megerősítése a területen rendkívül fontos. Méréseink, melyeket elsősorban a neutronkilökési reakciócsatornában végeztünk így további értékes spektroszkópiai információt jelentenek.

- A ^{15}B atommag esetén meghatároztuk [EZ-08] az első gerjesztett állapot energiáját (1336(10) keV), amely jó egyezést mutatott az egyetlen korábbi mérésből származó értékkel (1327(12) keV) [98].
- A ^{14}B atommag első gerjesztett állapotának energiáját elsőként egy korai mérésben 740(40) keV-nek mérték részecskeedetektálás alkalmazásával [99]. Azonban γ -spektroszkópiai módszerek arra utaltak, hogy ez az energia jóval kisebb: 654(5) keV [98]. Méréseink az utóbbi eredményt erősítették meg, hisz mi is egy csúcsot észleltünk 654(9) keV energián [EZ-08].
- A ^{19}N -re két átmenetet azonosítottunk $E_{\gamma 1}=529(21)$ keV és $E_{\gamma 2}=1137(26)$ keV energiáknál [EZ-17], melyek szintén egybevágtak a cikkünk megjelenéséig elérhető, kísérleti eredményekkel (532(2) keV, 1141(3) keV) [97].
- A ^{17}C esetén két átmenetet találtunk 210(4) keV és 331(6) keV energiánál, melyek közül az utóbbi már ismert volt egy korábbi kísérletből [106], de a kisebb energiájú csúcsot nekünk sikerült először egyértelműen kimutatni. A $\gamma\gamma$ koincidencia spektrumok alapján megállapítottuk, hogy ezek az átmenetek nem kaszkádban történnek. A neutronkilökési és a rugalmatlan szórési csatorna összehasonlításával arra jutottunk, hogy a kisebb energiájú átmenethez tartozó gerjesztett állapot spin/paritása nagy valószínűséggel $1/2^+$ [EZ-07].
- A ^{28}Ne γ -spektrumában egy kaszkádot azonosítottunk, melynek tagjai 871(21) keV, 1303(+9-7) keV és 1694(+17-15) keV energiáknál találhatók. Ezzel a korábbi mérést [117] megerősítettük.

- A ^{31}Na esetén az egyetlen korábbi mérésben [120] látott átmenetet mi is észleltük 370(12) keV energiánál.

A dolgozat másik, új eredményeket bemutató részében azokkal az eszközfejlesztésekkel foglalkoztam, melyek fontos részét képezik a kutatási profilunknak, hisz a kísérletek bonyolultsága miatt elengedhetetlen a berendezések folytonos továbbgondolása és működési paramétereinek pontos meghatározása. Továbbá a radioaktív ionnyalábokat előállító gyorsítópark új generációjának minden jelentős centrumban (RIKEN, GSI, GANIL, NSCL-MSU) történő, a fejlesztések idején tervezett üzembe helyezése szükségessé tette a jelentkező igények kielégítését.

- Kifejlesztettünk és megépítettünk egy 312 darabból álló, 2π térszöget lefedő CsI(Tl) rendszert töltött részecske és γ -sugárzás detektálására [EZ-02, EZ-11]. Kitűnő, 70%-os hatásfokot és 5,5 MeV-es α részecskékre 1,9%-os félértékszélességet értünk el. Az egyes detektorok fénybegyűjtésének eloszlása nagyon kicsi, 4,3%-os félértékszélességet mutat, ami azt jelenti, hogy a gyártást rendkívül kis szórással tudtuk megoldani. 1 MeV-es γ -sugárzásra a félértékszélesség 6% körüli, ami összemérhető az általánosan használt NaI(Tl) detektorokéval. Az ionnyalábtesztek azt mutatták, hogy a részecskediszkriminációt egészen alacsony, 1 MeV körüli értékig el tudjuk végezni. Már éles bevetésben is használtuk a rendszert, amiből tudományos cikkek születtek [23][EZ-09]. A detektorok hossza (5,5 cm) lehetővé teszi, hogy nagy energiájú könnyű részecskéket is detektáljunk, ezzel az eszköz alkalmazhatósága az új radioaktív ionnyalábot szolgáltató centrumokban is biztosított a jövőben.
- Kifejlesztettünk és megépítettünk egy rezisztív lapú kamrára alapozott gyorsneutron (200 MeV-1000 MeV) repülési idő spektrométert [EZ-18, EZ-19, EZ-20, EZ-22]. Az eszköz különlegessége a rekordméretű hosszában (2 m) rejlik, amire a nagy térszögfedés miatt volt szükség. Elektronnyalábos tesztek azt mutatták, hogy a detektor időfeloldása 100 ps alatt van, ami biztosítja, hogy soha nem látott energiafeloldást érhetünk el az invariánstömeg-spektroszkópia során származtatott gerjesztett energia spektrumában. Neutronnyalábbal végzett mérések azt bizonyították, hogy jó az egyezés a kísérletileg kapott hatásfok és a szimuláció eredménye között. Ez szilárd alapot adott arra is, hogy a jövőben megépítendő, a már lét-

5. Összefoglalás és kitekintés a jövőbe

rehozott detektorelemekből álló, nagyobb rendszer jellemzőinek szimulációját is elvégezzük. Ezek azt mutatták, hogy a detektorrendszer válasza kétneutronos eseményekre is jó, de három- illetve négyneutronos eseményekre is használható kisebb hatásfokkal.

- (c) Megmértük az összetett Clover detektor (melyet például izomerkeresés során használtunk) hatásfokát nagy energián (11 MeV-ig), ami idáig nem volt ismert [EZ-01] (melyet például izomerkeresés során használtunk). Eredményeink azt mutatták, hogy azon eseményeket, melyek az egyes kristályokban a Compton-háttérben jelentkeznének, sokkal hatékonyabban lehet a fotocsúcsba visszaállítani nagy energián, mint amit az addig mért alacsony energiájú detektorválasz alapján vártak. A Clover detektorok nagy energiájú válaszána ismerete nemcsak a magszerkezeti kutatások szempontjából fontos, hanem a nukleáris asztrofizikának is, mivel ezen a területen sok olyan magreakciót kell vizsgálni, amelyben a γ -sugárzás nagy energián jelentkezik.

Kutatásaink nemcsak magszerkezeti szempontból fontosak, hanem munkásságom másik fontos területén, a nukleáris asztrofizikában is komoly jelentőséggel bírnak, hisz a héjzáródások változása a neutrongazdag atommagok között az asztrofizikai r-folyamat útjának megváltozását eredményezi, mivel a mágikus számmal rendelkező atommagok várakozási pontokként funkcionálnak ebben a folyamatban. Továbbá a neutronok és a protonok anomális viselkedése, a neutronbőr és a neutronglória megjelenése a neutronbefogási reakciók hatáskeresztmetszetét nagymértékben módosíthatja, ami az egyes robbanással járó égi jelenségek értelmezését és a keletkező nehéz elemek gyakoriságának, modelljeink által történő reprodukálását kérdésessé teheti.

A Japánban már működő illetve a Németországban épülő újgenerációs gyorsítók lehetővé teszik, hogy vizsgálatainkat kiterjesszük olyan atommag tartományokra, melyek eddig elérhetetlenek voltak számunkra, így tudásunkat bővíteni tudjuk. Mindkét, a be rendezéseknek helyt adó intézet kutatóival szoros kapcsolatot ápolt csoportunk idáig is, melyet új alapokra helyeztünk nemrég. A SAMURAI (Japán) [157] és R³B (Németország) [158] együttműködések biztos alapot nyújtanak a további közös munkára. Vezetésemmel 2014-ben nyalábidő pályázatot nyertünk a RIKEN kutatóintézetben, ahol az rp-folyamat szempontjából fontos néhány magreakció hatáskeresztmetszetét fogjuk tanulmányozni, de egyúttal lehetőségünk nyílik a kettős proton-bomlás vizsgálatára is.

5. Összefoglalás és kitekintés a jövőbe

Ezentúl a gyorsneutron repülési idő spektrométert fogjuk használni másik két mérésben a dipól törprezonancia és többneutronos rendszerek tulajdonságainak feltérképezésére.

6. fejezet

Szerepem az eredmények létrejöttében

A kutatások nemzetközi összefogásban jöttek létre, az értekezés alapját adó publikációk sokszerzősek, ezért érdemes szólni arról, hogy melyik mű létrejöttében milyen szerepet töltöttem be.

A radioaktív ionnyalábos kísérletek nagyon drágák, ezért azokban a kutatóintézetekben, ahol ilyen berendezések találhatók, komoly vetélkedés folyik a mérési lehetőségért, a nyalábidőért. A RIKEN kutatóintézetben sem volt ez másként; minden kísérletünket megelőzte egy tervezet benyújtása a programtervező tanácshoz. A tervezetet szakértők bírálták, akiknek a kérdéseire, aggályaira megfelelő választ kellett adni ahhoz, hogy pályázatunk sikeres legyen. A tervezet elkészítésének összehangolását, de az érdemi munka nagy részét is egy szóvivő végzi, aki a tanács előtt ismerteti és megvédi a pályázat állításait. Megnyert nyalábidő esetén, a szóvivőnek a kísérletek alatt és után is meghatározó szerepe van, hisz ő koordinálja a berendezések üzembe helyezését, a kiértékelést felügyeli, és az eredményeket, következtetéseket publikációra előkészíti, az egyeztetések során vezető szerepet vállal.

Az értekezés alapját képező cikkek közül tíz [EZ-05, EZ-06, EZ-07, EZ-08, EZ-09, EZ-10, EZ-14, EZ-16, EZ-17, EZ-23] olyan kísérletből származik, amelyben én voltam a szóvivő. Ezekben nemcsak koordináló szerepet töltöttem be, hanem a munka dandárját is én végeztem a kiértékelés és a publikálás során, kivéve egyet [EZ-23], ahol már inkább csak felügyeltem a kiértékelést, de az eredmények publikálásában és a következtetések

6. Szerepem az eredmények létrejöttében

levonásában is fontos szerepet játszottam.

Egy további cikk [EZ-03] esetében ugyan nem én voltam a szóvivő, hanem Krasznahorkay Attila, de az adatok felvétele után a kiértékelés, az eredmények értelmezése és a publikálás terhe is jórészt az én vállamon nyugodott.

A RIKEN-ben elvégzett többi kísérletben egyrészt egy-egy részfeladatot vállaltam a mérések lebonyolítása során, azaz például felelős voltam egy rendszerkomponens működéséért [EZ-04, EZ-15], én végeztem a szimulációt [EZ-21], vagy a kiértékelés során a csatolt csatornás számolásokat [EZ-12, EZ-15], másrészt pedig részt vettem a cikkekbe került eredmények megvitatásában és a következtetések levonásában.

Az eszközfejlesztésekkel kapcsolatos cikkek létrejöttében is alapvető szerepem volt.

Kalinka Gábor kollégámmal ketten végeztük a CsI(Tl) detektorok összeszerelését és radioaktív forrásokkal történő tesztelését. Én voltam a felelős a szimulációkért illetve ionnyalábbal végzett tesztelésükért [EZ-02, EZ-11], végül pedig a rendszer magfizikai kísérletben történő éles bevetéséért [23].

A Clover detektorok nagy energiájú válaszának vizsgálatát budapesti együttműködőinkkel összefogva valósítottuk meg, de a méréseket nagyrészt én koordináltam, hisz azokat az MTA Atomki intézetében működő elektrosztatikus gyorsítókon végeztük. A kiértékelést párhuzamosan hajtottuk végre, a publikáció [EZ-01] is a budapesti kollégáinkkal történő egyeztetések során született.

Németországi tartózkodásom alatt azon dolgoztam, hogy egy olcsó, gáztöltésű, gyorsneutron-detektort (0,2-1 GeV) hozzunk létre a Darmstadt-ban megépülő FAIR komplexum számára, amely az európai radioaktív ionnyalábos kutatások központja lesz. Az ehhez elengedhetetlenül szükséges szimulációkat én végeztem, de alapvető szerepet töltöttem be a detektorok megépítése, elektron- és neutronnyalábos tesztelése során is [EZ-18, EZ-19, EZ-20, EZ-22].

Az értekezésben felhasznált saját cikkek

- [EZ-01] Z. Elekes, T. Belgya, G. L. Molnár, Á. Z. Kiss, M. Csatlós, J. Gulyás, A. Krasznahorkay, and Z. Máté. *Nucl. Instr. Meth. A*, 503:580 (2003).
- [EZ-02] Z. Elekes, G. Kalinka, Zs. Fülöp, J. Gál, J. Molnár, G. Hegyesi, D. Novák, J. Végh, T. Motobayashi, A. Saito, et al. *Nucl. Phys. A*, 719:C316 (2003).
- [EZ-03] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, A. Krasznahorkay, H. Baba, M. Csatlós, L. Csige, N. Fukuda, Zs. Fülöp, Z. Gácsi, J. Gulyás, et al. *Phys. Lett. B*, 586:34 (2004).
- [EZ-04] N. Imai, H. J. Ong, N. Aoi, H. Sakurai, K. Demichi, H. Kawasaki, H. Baba, Zs. Dombrádi, Z. Elekes, N. Fukuda, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 92:062501 (2004).
- [EZ-05] Zs. Dombrádi, Z. Elekes, R. Kanungo, H. Baba, Zs. Fülöp, J. Gibelin, Á. Horváth, E. Ideguchi, Y. Ichikawa, N. Iwasa, et al. *Phys. Lett. B*, 621:81 (2005).
- [EZ-06] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, R. Kanungo, H. Baba, Zs. Fülöp, J. Gibelin, Á. Horváth, E. Ideguchi, Y. Ichikawa, N. Iwasa, et al. *Phys. Lett. B*, 614:174 (2005).
- [EZ-07] R. Kanungo, Z. Elekes, H. Baba, Zs. Dombrádi, Zs. Fülöp, J. Gibelin, Á. Horváth, Y. Ichikawa, E. Ideguchi, N. Iwasa, et al. *Nucl. Phys. A*, 757:315 (2005).
- [EZ-08] R. Kanungo, Z. Elekes, H. Baba, Zs. Dombrádi, Zs. Fülöp, J. Gibelin, Á. Horváth, Y. Ichikawa, E. Ideguchi, N. Iwasa, et al. *Phys. Lett. B*, 608:206 (2005).
- [EZ-09] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, N. Aoi, S. Bishop, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, Y. Hashimoto, N. Imai, N. Iwasa, et al. *Phys. Rev. C*, 74:017306 (2006).

AZ ÉRTEKEZÉSBEN FELHASZNÁLT SAJÁT CIKKEK

- [EZ-10] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, H. Hasegawa, et al. *Phys. Rev. C*, 73:044314 (2006).
- [EZ-11] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, S. Bishop, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, Y. Hashimoto, N. Imai, N. Iwasa, H. Iwasaki, et al. *Eur. Phys. J. A*, 27:321 (2006).
- [EZ-12] H. J. Ong, N. Imai, N. Aoi, H. Sakurai, Zs. Dombrádi, A. Saito, Z. Elekes, H. Baba, K. Demichi, Zs. Fülöp, et al. *Phys. Rev. C*, 73:024610 (2006).
- [EZ-13] J. Gibelin, D. Beaumel, T. Motobayashi, N. Aoi, H. Baba, Y. Blumenfeld, Zs. Dombrádi, Z. Elekes, S. Fortier, N. Frascaria, et al. *Phys. Rev. C*, 75:057306 (2007).
- [EZ-14] Z. Elekes, N. Aoi, Zs. Dombrádi, Zs. Fülöp, T. Motobayashi, and H. Sakurai. *Phys. Rev. C*, 78:027301 (2008).
- [EZ-15] N. Iwasa, T. Motobayashi, S. Bishop, Z. Elekes, J. Gibelin, M. Hosoi, K. Ieki, K. Ishikawa, H. Iwasaki, S. Kawai, et al. *Phys. Rev. C*, 78:024306 (2008).
- [EZ-16] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, T. Aiba, N. Aoi, H. Baba, D. Bemmerer, B. A. Brown, T. Furumoto, Zs. Fülöp, N. Iwasa, et al. *Phys. Rev. C*, 79:011302 (2009).
- [EZ-17] Z. Elekes, Zs. Vajta, Zs. Dombrádi, T. Aiba, N. Aoi, H. Baba, D. Bemmerer, Zs. Fülöp, N. Iwasa, Á. Kiss, et al. *Phys. Rev. C*, 82:027305 (2010).
- [EZ-18] D. Yakorev, T. Aumann, D. Bemmerer, K. Boretzky, C. Caesar, M. Ciobanu, T. Cowan, Z. Elekes, M. Elvers, D. G. Diaz, et al. *Nucl. Instr. Meth. A*, 654:79 (2011).
- [EZ-19] M. Röder, T. Aumann, D. Bemmerer, K. Boretzky, C. Caesar, T. E. Cowan, J. Hehner, M. Heil, Z. Elekes, M. Kempe, et al. *J. Instr.*, 7:P11030 (2012).
- [EZ-20] Z. Elekes, T. Aumann, D. Bemmerer, K. Boretzky, C. Caesar, T. Cowan, J. Hehner, M. Heil, M. Kempe, D. Rossi, et al. *Nucl. Instr. Meth. A*, 701:86 (2013).
- [EZ-21] S. Michimasa, Y. Yanagisawa, K. Inafuku, N. Aoi, Z. Elekes, Zs. Fülöp, Y. Ichikawa, N. Iwasa, K. Kurita, M. Kurokawa, et al. *Phys. Rev. C*, 89:054307 (2014).

AZ ÉRTEKEZÉSBEN FELHASZNÁLT SAJÁT CIKKEK

- [EZ-22] M. Röder, Z. Elekes, T. Aumann, D. Bemmerer, K. Boretzky, C. Caesar, T. Cowan, J. Hehner, M. Heil, M. Kempe, et al. *Eur. Phys. J. A*, 50:112 (2014).
- [EZ-23] Zs. Vajta, Zs. Dombrádi, Z. Elekes, T. Aiba, N. Aoi, H. Baba, D. Bemmerer, Zs. Fülöp, N. Iwasa, A. Kiss, et al. *Phys. Rev. C*, 91:064315 (2015).

Irodalomjegyzék

- [1] R. Hofstadter, H. R. Fechter, and J. A. McIntyre. *Phys. Rev.*, 92:978 (1953).
- [2] T. Suzuki, H. Geissel, O. Bochkarev, L. Chulkov, M. Golovkov, D. Hirata, H. Irnich, Z. Janas, H. Keller, T. Kobayashi, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 75:3241 (1995).
- [3] A. Krasznahorkay, M. Fujiwara, P. van Aarle, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita, M. N. Harakeh, T. Inomata, J. Jänecke, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 82:3216 (1999).
- [4] S. Abrahamyan, Z. Ahmed, H. Albataineh, K. Aniol, D. S. Armstrong, W. Armstrong, T. Averett, B. Babineau, A. Barbieri, V. Bellini, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 108:112502 (2012).
- [5] C. Tarbert, D. Watts, D. Glazier, P. Aguar, J. Ahrens, J. Annand, H. Arends, R. Beck, V. Bekrenev, B. Boillat, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 112:242502 (2014).
- [6] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, and N. Takahashi. *Phys. Rev. Lett.*, 55:2676 (1985).
- [7] I. Tanihata, D. Hirata, T. Kobayashi, S. Shimoura, K. Sugimoto, and H. Toki. *Phys. Lett. B*, 289:261 (1992).
- [8] T. Suzuki, R. Kanungo, O. Bochkarev, L. Chulkov, D. Cortina, M. Fukuda, H. Geissel, M. Hellström, M. Ivanov, R. Janik, et al. *Nucl. Phys. A*, 658:313 (1999).
- [9] A. Ozawa, O. Bochkarev, L. Chulkov, D. Cortina, H. Geissel, M. Hellstroem, M. Ivanov, R. Janik, K. Kimura, T. Kobayashi, et al. *Nucl. Phys. A*, 691:599 (2001).

IRODALOMJEGYZÉK

- [10] D. J. Millener, J. W. Olness, E. K. Warburton, and S. S. Hanna. *Phys. Rev. C*, 28:497 (1983).
- [11] A. Navin, D. W. Anthony, T. Aumann, T. Baumann, D. Bazin, Y. Blumenfeld, B. A. Brown, T. Glasmacher, P. G. Hansen, R. W. Ibbotson, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 85:266 (2000).
- [12] C. Thibault, R. Klapisch, C. Rigaud, A. M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lessard, and W. Reisdorf. *Phys. Rev. C*, 12:644 (1975).
- [13] C. Détraz, D. Guillemaud, G. Huber, R. Klapisch, M. Langevin, F. Naulin, C. Thibault, L. C. Carraz, and F. Touchard. *Phys. Rev. C*, 19:164 (1979).
- [14] E. K. Warburton, J. A. Becker, and B. A. Brown. *Phys. Rev. C*, 41:1147 (1990).
- [15] Y. Utsuno, T. Otsuka, T. Mizusaki, and M. Honma. *Phys. Rev. C*, 60:054315 (1999).
- [16] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, B. A. Brown, M. Honma, and T. Mizusaki. *Phys. Rev. Lett.*, 87:082502 (2001).
- [17] P. G. Thirolf, B. V. Pritychenko, B. A. Brown, P. D. Cottle, M. Chromik, T. Glasmacher, G. Hackman, R. W. Ibbotson, K. W. Kemper, T. Otsuka, et al. *Phys. Lett. B*, 485:16 (2000).
- [18] P. D. Stevenson, J. R. Stone, and M. R. Strayer. *Phys. Lett. B*, 545:291 (2002).
- [19] J. Terasaki, H. Flocard, P.-H. Heenen, and P. Bonche. *Nucl. Phys. A*, 621:706 (1997).
- [20] V. Chisté, A. Gillibert, A. Lépine-Szily, N. Alamanos, F. Auger, J. Barrette, F. Braga, M. D. Cortina-Gil, Z. Dlouhy, V. Lapoux, et al. *Phys. Lett. B*, 514:233 (2001).
- [21] I. Tanihata. *Nucl. Phys. A*, 682:114 (2001).
- [22] Zs. Dombrádi. Az atommagok héjszerkezetének változása a neutron-instabilitási vonal közelében (2009). MTA Akadémiai doktori értekezés.

- [23] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, N. Aoi, S. Bishop, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, Y. Hashimoto, N. Imai, N. Iwasa, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 98:102502 (2007).
- [24] A. M. Bernstein. *Comm. Nucl. Part. Phys.*, 11:203 (1983).
- [25] V. R. Brown and V. A. Madsen. *Phys. Rev. C*, 11:1298 (1975).
- [26] V. R. Brown and V. A. Madsen. *Phys. Rev. C*, 17:1943 (1978).
- [27] A. M. Bernstein, V. R. Brown, and V. A. Madsen. *Phys. Lett. B*, 103:255 (1981).
- [28] M. A. Kennedy, P. D. Cottle, and K. W. Kemper. *Phys. Rev. C*, 46:1811 (1992).
- [29] J. K. Jewell, L. A. Riley, P. D. Cottle, K. W. Kemper, T. Glasmacher, R. W. Ibbotson, H. Scheit, M. Chromik, Y. Blumenfeld, S. E. Hirzebruch, et al. *Phys. Lett. B*, 454:181 (1999).
- [30] V. A. Madsen, T. Suzuki, A. M. Bernstein, and V. R. Brown. *Phys. Lett. B*, 123:13 (1983).
- [31] J. H. Kelley, T. Suomijärvi, S. E. Hirzebruch, A. Azhari, D. Bazin, Y. Blumenfeld, J. A. Brown, P. D. Cottle, S. Danczyk, M. Fauerbach, et al. *Phys. Rev. C*, 56:R1206 (1997).
- [32] F. Maréchal, T. Suomijärvi, Y. Blumenfeld, A. Azhari, E. Bauge, D. Bazin, J. A. Brown, P. D. Cottle, J. P. Delaroche, M. Fauerbach, et al. *Phys. Rev. C*, 60:034615 (1999).
- [33] D. B. Fossan and E. K. Warburton. In J. Cerny, editor, *Nuclear Spectroscopy and Reactions, Part C*, page 307. Academic Press (1974).
- [34] H. Backe, L. Richter, R. Willwater, E. Kankeleit, E. Kuphal, Y. Nakayama, and B. Martin. *Z. Phys. A*, 285:159 (1978).
- [35] H. Überall. *Electron Scattering from Complex Nuclei*. Academic Press (1971).
- [36] P. Kienle. In E. Matthias and D. A. Shirley, editors, *Hyperfine Structure and Nuclear Radiations*, page 13. North-Holland Publishing Company (1968).

- [37] J. Hüfner, F. Scheck, and C. S. Wu. In V. W. Hughes and C. S. Wu, editors, *Muon Physics, Vol. I*, page 202. Academic Press (1977).
- [38] S. J. Skorka. In W. D. Hamilton, editor, *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, page 283. North-Holland Publishing Company (1975).
- [39] J. O. Newton. In W. D. Hamilton, editor, *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, page 237. North-Holland Publishing Company (1975).
- [40] A. M. Bernstein, V. R. Brown, and V. A. Madsen. *Phys. Rev. Lett.*, 42:425 (1979).
- [41] L. A. Riley, J. K. Jewell, P. D. Cottle, T. Glasmacher, K. W. Kemper, N. Alamanos, Y. Blumenfeld, J. A. Carr, M. J. Chromik, R. W. Ibbotson, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 82:4196 (1999).
- [42] A. Chaumeaux, V. Layly, and R. Schaeffer. *Ann. Phys.*, 116:247 (1978).
- [43] A. M. Bernstein. *Phys. Lett. B*, 29:332 (1969).
- [44] P. D. Cottle, M. Fauerbach, T. Glasmacher, R. W. Ibbotson, K. W. Kemper, B. Pritychenko, H. Scheit, and M. Steiner. *Phys. Rev. C*, 60:031301 (1999).
- [45] G. R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. Oxford University Press (1983).
- [46] G. R. Satchler. *Nucl. Phys. A*, 472:215 (1987).
- [47] G. R. Satchler and W. G. Love. *Phys. Rep.*, 55:183 (1979).
- [48] Y. Sakuragi, M. Yahiro, and M. Kamimura. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 89:136 (1986).
- [49] NEA-0850 ECIS-12.
<http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nea-0850>.
 elérhető: 2015-04-06.
- [50] I. J. Thompson. *Comp. Phys. Rep.*, 7:167 (1988).
- [51] A. Krasznahorkay. Egzotikus anyageloszlású atommagok (2001). MTA Akadémiai doktori értekezés.

- [52] T. Kubo, M. Ishihara, N. Inabe, H. Kumagai, I. Tanihata, K. Yoshida, T. Nakamura, H. Okuno, S. Shimoura, and K. Asahi. *Nucl. Instr. Meth. B*, 70:309 (1992).
- [53] I. Hisanaga, T. Motobayashi, and Y. Ando. *RIKEN Accel. Prog. Rep.*, 31:162 (1998).
- [54] H. Ryuto, M. Kunibu, T. Minemura, T. Motobayashi, K. Sagara, S. Shimoura, M. Tamaki, Y. Yanagisawa, and Y. Yano. *Nucl. Instr. Meth. A*, 555:1 (2005).
- [55] S. Takeuchi, T. Motobayashi, Y. Togano, M. Matsushita, N. Aoi, K. Demichi, H. Hasegawa, and H. Murakami. *Nucl. Instr. Meth. A*, 763:596 (2014).
- [56] H. Baba, S. Takeuchi, K. Yamada, S. Shimoura, and K. Ieki. *RIKEN Accel. Prog. Rep.*, 34:221 (2001).
- [57] R. Brun, O. Couet, C. E. Vandoni, and P. Zanarini. *CERN DD-89-17*, 89:432 (1989).
- [58] E. Khan, Y. Blumenfeld, N. V. Giai, T. Suomijärvi, N. Alamanos, F. Auger, G. Colò, N. Frascaria, A. Gillibert, T. Glasmacher, et al. *Phys. Lett. B*, 490:45 (2000).
- [59] D. T. Khoa. *Phys. Rev. C*, 68:011601 (2003).
- [60] K. Yamada, T. Motobayashi, and I. Tanihata. *Nucl. Phys. A*, 746:156 (2004).
- [61] A. Gade, P. Adrich, D. Bazin, M. D. Bowen, B. A. Brown, C. M. Campbell, J. M. Cook, T. Glasmacher, K. Hosier, S. McDaniel, et al. *Phys. Rev. C*, 76:024317 (2007).
- [62] D. T. Khoa, G. R. Satchler, and W. von Oertzen. *Phys. Rev. C*, 56:954 (1997).
- [63] B. A. Brown and B. H. Wildenthal. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 38:29 (1988).
- [64] B. A. Brown and W. A. Richter. *Phys. Rev. C*, 74:034315 (2006).
- [65] E. Khan, N. Sandulescu, M. Grasso, and N. Van Giai. *Phys. Rev. C*, 66:024309 (2002).

IRODALOMJEGYZÉK

- [66] M. Stanoiu, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, O. Sorlin, B. A. Brown, M. Belleguic, D. Sohler, M. G. Saint Laurent, M. J. Lopez-Jimenez, Y. E. Penionzhkevich, et al. *Phys. Rev. C*, 69:034312 (2004).
- [67] E. Becheva, Y. Blumenfeld, E. Khan, D. Beaumel, J. M. Daugas, F. Delaunay, C.-E. Demonchy, A. Drouart, M. Fallot, A. Gillibert, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 96:012501 (2006).
- [68] K. Tshoo, Y. Satou, T. Nakamura, H. Bhang, S. Choi, Y. Kondo, N. Aoi, S. Deguchi, F. Delaunay, J. Gibelin, et al. *RIKEN Accel. Prog. Rep.*, 45:17 (2012).
- [69] H. Izumi, K. Asahi, H. Ueno, H. Okuno, H. Sato, K. Nagata, Y. Hori, M. Adachi, N. Aoi, A. Yoshida, et al. *Phys. Lett. B*, 366:51 (1996).
- [70] H. Ogawa, K. Asahi, K. Sakai, T. Suzuki, H. Izumi, H. Miyoshi, M. Nagakura, K. Yogo, A. Goto, T. Suga, et al. *Phys. Rev. C*, 67:064308 (2003).
- [71] I. Hamamoto and H. Sagawa. *Phys. Rev. C*, 54:2369 (1996).
- [72] Y. Kondo, T. Nakamura, N. Aoi, H. Baba, D. Bazin, N. Fukuda, T. Gomi, H. Hasegawa, N. Imai, M. Ishihara, et al. *Phys. Rev. C*, 71:044611 (2005).
- [73] H. Sagawa and K. Asahi. *Phys. Rev. C*, 63:064310 (2001).
- [74] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi. *Phys. Rev. C*, 55:2860 (1997).
- [75] H. J. Ong, N. Imai, D. Suzuki, H. Iwasaki, H. Sakurai, T. K. Onishi, M. K. Suzuki, S. Ota, S. Takeuchi, T. Nakao, et al. *Phys. Rev. C*, 78:014308 (2008).
- [76] P. Voss, T. Baugher, D. Bazin, R. M. Clark, H. L. Crawford, A. Dewald, P. Fallon, A. Gade, G. F. Grinyer, H. Iwasaki, et al. *Phys. Rev. C*, 86:011303 (2012).
- [77] S. Raman, C. N. Jr., and P. Tikkanen. *At. Data Nucl. Data Tabl.*, 78:1 (2001).
- [78] L. Grodzins. *Phys. Lett.*, 2:88 (1962).
- [79] M. Stanoiu, D. Sohler, O. Sorlin, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, B. A. Brown, M. Belleguic, C. Borcea, C. Bourgeois, Z. Dlouhy, et al. *Phys. Rev. C*, 78:034315 (2008).
- [80] Y. Kanada-En'yo. *Phys. Rev. C*, 71:014310 (2005).

- [81] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune, and C. Mahaux. *Phys. Rev. C*, 16:80 (1977).
- [82] A. Kobos, B. Brown, P. Hodgson, G. Satchler, and A. Budzanowski. *Nucl. Phys. A*, 384:65 (1982).
- [83] M. Wiedeking, P. Fallon, A. O. Macchiavelli, J. Gibelin, M. S. Basunia, R. M. Clark, M. Cromaz, M.-A. Deleplanque, S. Gros, H. B. Jeppesen, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 100:152501 (2008).
- [84] C. Jouanne, V. Lapoux, F. Auger, N. Alamanos, A. Drouart, A. Gillibert, G. Lobo, A. Musumarra, L. Nalpas, E. Pollacco, et al. *Phys. Rev. C*, 72:014308 (2005).
- [85] R. J. Peterson. *Phys. Rev. C*, 48:1128 (1993).
- [86] M. Petri, P. Fallon, A. O. Macchiavelli, S. Paschalis, K. Starosta, T. Baugher, D. Bazin, L. Cartegni, R. M. Clark, H. L. Crawford, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 107:102501 (2011).
- [87] E. K. Warburton and B. A. Brown. *Phys. Rev. C*, 46:923 (1992).
- [88] B. A. Brown. *Phys. Rev. C*, 58:220 (1998).
- [89] B. Brown, A. Arima, and J. McGrory. *Nucl. Phys. A*, 277:77 (1977).
- [90] A. Estradé, R. Kanungo, W. Horiuchi, F. Ameil, J. Atkinson, Y. Ayyad, D. Cortina-Gil, I. Dillmann, A. Evdokimov, F. Farion, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 113:132501 (2014).
- [91] M. Petri, S. Paschalis, R. M. Clark, P. Fallon, A. O. Macchiavelli, K. Starosta, T. Baugher, D. Bazin, L. Cartegni, H. L. Crawford, et al. *Phys. Rev. C*, 86:044329 (2012).
- [92] A. H. Wuosmaa, B. B. Back, S. Baker, B. A. Brown, C. M. Deibel, P. Fallon, C. R. Hoffman, B. P. Kay, H. Y. Lee, J. C. Lighthall, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 105:132501 (2010).
- [93] L. Coraggio, A. Covello, A. Gargano, and N. Itaco. *Phys. Rev. C*, 81:064303 (2010).

IRODALOMJEGYZÉK

- [94] S. Fujii, T. Mizusaki, T. Otsuka, T. Sebe, and A. Arima. *Physics Letters B*, 650:9 (2007).
- [95] C. Forssén, R. Roth, and P. Navrátil. *J. Phys. G*, 40:055105 (2013).
- [96] W. Horiuchi and Y. Suzuki. *Phys. Rev. C*, 73:037304 (2006).
- [97] D. Sohler, M. Stanoiu, Zs. Dombrádi, F. Azaiez, B. A. Brown, M. G. Saint-Laurent, O. Sorlin, Y.-E. Penionzhkevich, N. L. Achouri, J. C. Angélique, et al. *Phys. Rev. C*, 77:044303 (2008).
- [98] M. Stanoiu, M. Belleguic, Zs. Dombrádi, D. Sohler, F. Azaiez, B. Brown, M. Lopez-Jimenez, M. Saint-Laurent, O. Sorlin, Y.-E. Penionzhkevich, et al. *Eur. Phys. J. A*, 22:5 (2004).
- [99] G. C. Ball, G. J. Costa, W. G. Davies, J. S. Forster, J. C. Hardy, and A. B. McDonald. *Phys. Rev. Lett.*, 31:395 (1973).
- [100] D. Bazin, B. A. Brown, J. Brown, M. Fauerbach, M. Hellström, S. E. Hirzebruch, J. H. Kelley, R. A. Kryger, D. J. Morrissey, R. Pfaff, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 74:3569 (1995).
- [101] D. Bazin, W. Benenson, B. A. Brown, J. Brown, B. Davids, M. Fauerbach, P. G. Hansen, P. Mantica, D. J. Morrissey, C. F. Powell, et al. *Phys. Rev. C*, 57:2156 (1998).
- [102] T. Nakamura, N. Fukuda, T. Kobayashi, N. Aoi, H. Iwasaki, T. Kubo, A. Mengoni, M. Notani, H. Otsu, H. Sakurai, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 83:1112 (1999).
- [103] R. Kanungo, I. Tanihata, Y. Ogawa, H. Toki, and A. Ozawa. *Nucl. Phys. A*, 677:171 (2000).
- [104] Calculations for ^{19}C using Brown-Wildenthal *USD* hamiltonian.
<https://people.nsc1.msu.edu/~brown/resources/decay/C19.PDF>.
 elérhető: 2015-04-06.
- [105] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, and A. Wapstra. *Nucl. Phys. A*, 624:1 (1997).

- [106] M. Stanoiu, F. Azaiez, F. Becker, M. Belleguic, C. Borcea, C. Bourgeois, B. A. Brown, Z. Dlouhý, Zs. Dombrádi, Zs. Fülöp, et al. *Eur. Phys. J. A*, 20:95 (2004).
- [107] A. Ozawa, Y. Hashizume, Y. Aoki, K. Tanaka, T. Aiba, N. Aoi, H. Baba, B. A. Brown, M. Fukuda, K. Inafuku, et al. *Phys. Rev. C*, 84:064315 (2011).
- [108] N. Kobayashi, T. Nakamura, J. A. Tostevin, Y. Kondo, N. Aoi, H. Baba, S. Deguchi, J. Gibelin, M. Ishihara, Y. Kawada, et al. *Phys. Rev. C*, 86:054604 (2012).
- [109] M. Thoennessen, S. Mosby, N. Badger, T. Baumann, D. Bazin, M. Bennett, J. Brown, G. Christian, P. DeYoung, J. Finck, et al. *Nucl. Phys. A*, 912:1 (2013).
- [110] K. Whitmore, D. Smalley, H. Iwasaki, T. Suzuki, V. M. Bader, D. Bazin, J. S. Berryman, B. A. Brown, C. M. Campbell, P. Fallon, et al. *Phys. Rev. C*, 91:041303 (2015).
- [111] V. Maddalena, T. Aumann, D. Bazin, B. A. Brown, J. A. Caggiano, B. Davids, T. Glasmacher, P. G. Hansen, R. W. Ibbotson, A. Navin, et al. *Phys. Rev. C*, 63:024613 (2001).
- [112] H. Iwasaki, T. Motobayashi, H. Sakurai, K. Yoneda, T. Gomi, N. Aoi, N. Fukuda, Zs. Fülöp, U. Futakami, Z. Gacsi, et al. *Phys. Lett. B*, 620:118 (2005).
- [113] Y. Yanagisawa, M. Notani, H. Sakurai, M. Kunibu, H. Akiyoshi, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, N. Fukuda, H. Hasegawa, et al. *Phys. Lett. B*, 566:84 (2003).
- [114] A. T. Reed, O. Tarasov, R. D. Page, D. Guillemaud-Mueller, Y. E. Penionzhkevich, R. G. Allatt, J. C. Angélique, R. Anne, C. Borcea, V. Burjan, et al. *Phys. Rev. C*, 60:024311 (1999).
- [115] B. Pritychenko, T. Glasmacher, P. Cottle, M. Fauerbach, R. Ibbotson, K. Kemper, V. Maddalena, A. Navin, R. Ronningen, A. Sakharuk, et al. *Phys. Lett. B*, 461:322 (1999).
- [116] M. Belleguic, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, D. Sohler, M. J. Lopez-Jimenez, T. Otsuka, M. G. Saint-Laurent, O. Sorlin, M. Stanoiu, Y. Utsuno, et al. *Phys. Rev. C*, 72:054316 (2005).

IRODALOMJEGYZÉK

- [117] P. Fallon, E. Rodriguez-Vieitez, D. Bazin, C. M. Campbell, J. M. Cook, R. M. Clark, D.-C. Dinca, A. Gade, T. Glasmacher, I.-Y. Lee, et al. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 49:165 (2006).
- [118] P. Doornenbal, H. Scheit, N. Aoi, S. Takeuchi, K. Li, E. Takeshita, H. Wang, H. Baba, S. Deguchi, N. Fukuda, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 103:032501 (2009).
- [119] P. Fallon, E. Rodriguez-Vieitez, A. O. Macchiavelli, A. Gade, J. A. Tostevin, P. Adrich, D. Bazin, M. Bowen, C. M. Campbell, R. M. Clark, et al. *Phys. Rev. C*, 81:041302 (2010).
- [120] B. V. Pritychenko, T. Glasmacher, B. A. Brown, P. D. Cottle, R. W. Ibbotson, K. W. Kemper, L. A. Riley, and H. Scheit. *Phys. Rev. C*, 63:011305 (2000).
- [121] B. V. Pritychenko, T. Glasmacher, P. D. Cottle, R. W. Ibbotson, K. W. Kemper, K. L. Miller, L. A. Riley, and H. Scheit. *Phys. Rev. C*, 66:024325 (2002).
- [122] M. Seidlitz, P. Reiter, R. Altenkirch, B. Bastin, C. Bauer, A. Blazhev, N. Bree, B. Bruyneel, P. A. Butler, J. Cederkäll, et al. *Phys. Rev. C*, 89:024309 (2014).
- [123] V. Tripathi, S. L. Tabor, P. F. Mantica, Y. Utsuno, P. Bender, J. Cook, C. R. Hoffman, S. Lee, T. Otsuka, J. Pereira, et al. *Phys. Rev. C*, 76:021301 (2007).
- [124] S. Nummela, F. Nowacki, P. Baumann, E. Caurier, J. Cederkäll, S. Courtin, P. Des-sagne, A. Jokinen, A. Knipper, G. Le Scornet, et al. *Phys. Rev. C*, 64:054313 (2001).
- [125] B. V. Pritychenko, T. Glasmacher, P. D. Cottle, R. W. Ibbotson, K. W. Kemper, L. A. Riley, A. Sakharuk, H. Scheit, M. Steiner, and V. Zelevinsky. *Phys. Rev. C*, 65:061304 (2002).
- [126] K. Yoneda, H. Sakurai, T. Gomi, T. Motobayashi, N. Aoi, N. Fukuda, U. Futakami, Z. Gácsi, Y. Higurashi, N. Imai, et al. *Phys. Lett. B*, 499:233 (2001).
- [127] G. Neyens. *Phys. Rev. C*, 84:064310 (2011).
- [128] P. Doornenbal, H. Scheit, S. Takeuchi, N. Aoi, K. Li, M. Matsushita, D. Step-penbeck, H. Wang, H. Baba, H. Crawford, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 111:212502 (2013).

-
- [129] H. Iwasaki, T. Motobayashi, H. Sakurai, K. Yoneda, T. Gomi, N. Aoi, N. Fukuda, Z. Fülöp, U. Futakami, Z. Gácsi, et al. *Phys. Lett. B*, 522:227 (2001).
 - [130] J. A. Church, C. M. Campbell, D.-C. Dinca, J. Enders, A. Gade, T. Glasmacher, Z. Hu, R. V. F. Janssens, W. F. Mueller, H. Olliver, et al. *Phys. Rev. C*, 72:054320 (2005).
 - [131] H. L. Crawford, P. Fallon, A. O. Macchiavelli, R. M. Clark, B. A. Brown, J. A. Tostevin, D. Bazin, N. Aoi, P. Doornenbal, M. Matsushita, et al. *Phys. Rev. C*, 89:041303 (2014).
 - [132] E. Caurier, F. Nowacki, and A. Poves. *Phys. Rev. C*, 90:014302 (2014).
 - [133] T. Nakamura, N. Kobayashi, Y. Kondo, Y. Satou, N. Aoi, H. Baba, S. Deguchi, N. Fukuda, J. Gibelin, N. Inabe, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 103:262501 (2009).
 - [134] N. Kobayashi, T. Nakamura, Y. Kondo, J. A. Tostevin, Y. Utsuno, N. Aoi, H. Baba, R. Barthelemy, M. A. Famiano, N. Fukuda, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 112:242501 (2014).
 - [135] M. F. Weber, C. A. Stover, L. R. Gilbert, T. J. Nevitt, and A. J. Ouder Kirk. *Science*, 287:2451 (2000).
 - [136] J. Alarja, A. Dauchy, A. Giorni, C. Morand, E. Pollaco, P. Stassi, R. Billerey, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain, et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, 242:352 (1986).
 - [137] J. Gál, J. Molnár, D. Novák, G. Kalinka, G. Hegyesi, J. Végh, Zs. Fülöp, Z. Elekes, T. Motobayashi, and A. Saito. *RIKEN Accel. Prog. Rep.*, 36:143 (2002).
 - [138] Y. Satou, T. Nakamura, Y. Kondo, N. Matsui, Y. Hashimoto, T. Nakabayashi, T. Okumura, M. Shinohara, N. Fukuda, T. Sugimoto, et al. *Phys. Lett. B*, 697:459 (2011).
 - [139] T. Baumann, J. Boike, J. Brown, M. Bullinger, J. Bychowski, S. Clark, K. Daum, P. DeYoung, J. Evans, J. Finck, et al. *Nucl. Instr. Meth. A*, 543:517 (2005).
 - [140] T. Aumann. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 59:3 (2007).

- [141] T. Blaich, T. Elze, H. Emling, H. Freiesleben, K. Grimm, W. Henning, R. Holzmann, G. Ickert, J. Keller, H. Klingler, et al. *Nucl. Instr. Meth. A*, 314:136 (1992).
- [142] **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch.
<http://www.fair-center.eu/>.
 elérhető: 2015-04-06.
- [143] M. Abbrescia, S. Altieri, V. Baratti, O. Barnabà, G. Belli, G. Bruno, A. Colaleo, C. DeVecchi, R. Guida, G. Iaselli, et al. *Nucl. Instr. Meth. A*, 506:101 (2003).
- [144] W. Yi, C. Jian-Ping, L. Yuan-Jing, L. Ming, and Z. Guo-Guang. *Chinese Phys. C*, 34:88 (2010).
- [145] **E**lectron **L**inac for beams with high **B**rilliance and low **E**mittance.
<http://www.hzdr.de/elbe>.
 elérhető: 2015-04-06.
- [146] G. Duchêne, F. Beck, P. Twin, G. de France, D. Curien, L. Han, C. Beausang, M. Bentley, P. Nolan, and J. Simpson. *Nucl. Instr. Meth. A*, 432:90 (1999).
- [147] F. Zijderhand, F. P. Jansen, C. Alderliesten, and C. van der Leun. *Nucl. Instr. Meth. Phys. A*, 286:490 (1990).
- [148] S. Kikstra, C. V. D. Leun, P. Endt, J. Booten, A. van Hees, and A. Wolters. *Nucl. Phys. A*, 512:425 (1990).
- [149] B. Fazekas, G. Molnár, T. Belgya, L. Dabolczi, and A. Simonits. *J. Rad. Nucl. Chem.*, 215:271 (1997).
- [150] G. W. Phillips and K. W. Marlow. *Nucl. Instr. Meth.*, 137:525 (1976).
- [151] K. Debertin and R. G. Helmer. *Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*. North-Holland Publishing Company (1989).
- [152] M. Wilhelm, J. Eberth, G. Pascovici, E. Radermacher, H. G. Thomas, P. von Brentano, H. Prade, and R. M. Lieder. *Nucl. Instr. Meth. Phys. A*, 381:462 (1996).

- [153] M. S. Sarkar, R. Kshetri, R. Raut, A. Mukherjee, M. Sinha, M. Ray, A. Goswami, S. Roy, P. Basu, H. Majumder, et al. *Nucl. Instr. Meth. Phys. A*, 556:266 (2006).
- [154] R. Britton. *J. Rad. Nucl. Chem.*, 292:33 (2012).
- [155] M. Wiedeking, L. A. Bernstein, M. Krtička, D. L. Bleuel, J. M. Allmond, M. S. Basunia, J. T. Burke, P. Fallon, R. B. Firestone, B. L. Goldblum, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 108:162503 (2012).
- [156] R. Hatarik, L. A. Bernstein, J. A. Cizewski, D. L. Bleuel, J. T. Burke, J. E. Escher, J. Gibelin, B. L. Goldblum, A. M. Hatarik, S. R. Leshner, et al. *Phys. Rev. C*, 81:011602 (2010).
- [157] SAMURAI collaboration.
<http://ribf.riken.jp/SAMURAI/Collaboration>.
elérhető: 2015-04-06.
- [158] R³B collaboration.
<https://www.gsi.de/work/forschung/nustarennanustarennadivisions/kernreaktionen/activities/r3b.htm>.
elérhető: 2015-04-06.